



Imagerie sismique quantitative de la marge convergente d'Equateur-Colombie : Application des méthodes tomographiques aux données de sismique réflexion multitrace et réfraction-réflexion grand-angle des campagnes SISTEUR et SALIERI

William Agudelo

► To cite this version:

William Agudelo. Imagerie sismique quantitative de la marge convergente d'Equateur-Colombie : Application des méthodes tomographiques aux données de sismique réflexion multitrace et réfraction-réflexion grand-angle des campagnes SISTEUR et SALIERI. Géophysique [physics.geo-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2005. Français. NNT : . tel-00010415

HAL Id: tel-00010415

<https://theses.hal.science/tel-00010415>

Submitted on 5 Oct 2005

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Thèse de doctorat de l'Université Paris 6

Spécialité : Sciences de la Terre

présenté par

William AGUDELO

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université Paris 6

Imagerie sismique quantitative

de la marge convergente d'Equateur-Colombie :

*Application des méthodes tomographiques aux données de sismique
réflexion multitrace et réfraction-réflexion grand-angle
des campagnes SISTEUR et SALIERI*

Soutenue le 8 juillet 2005 devant un jury composé de :

Gilles Lambaré	Rapporteur
Siegfried Lallemant	Rapporteur
Philippe Huchon	Examineur
Jean Virieux	Examineur
Alfredo Taboada	Examineur
Alessandra Ribodetti	Co-directrice de thèse
Jean-Yves Collot	Co-directeur de thèse

Laboratoire d'accueil : UMR-Géosciences Azur unité 6526

Rémerciements

Je remercie tout d'abord le personnel du Département de Soutien et Formation (DSF) de l'Institut de Recherche pour le Développement (IRD), et plus particulièrement Mr. Henri de Tricornot, pour avoir financé ces trois ans de recherche doctorale. Parmi tout le personnel de l'IRD, je voudrais remercier Mme Martine Mascle pour son efficacité dans toutes les démarches administratives et sa gentillesse au quotidien.

Ce travail a été effectué au sein du laboratoire Géosciences Azur. Je tiens à remercier les deux Directeurs successifs : le Professeur Jean Virieux, à qui j'adresse un remerciement particulier pour avoir accepté de participer au jury de cette thèse et également Monsieur Philippe Charvis, qui m'a initié au traitement et à la modélisation des données de sismique grand-angle.

Je rémercie les membres du jury qui ont accepté d'évaluer ce travail pendant une période assez chargée du calendrier académique et qui m'ont permis d'améliorer ce manuscrit, grâce à leur commentaires très enrichissants. Plus particulièrement, mes remerciements sont adressés aux rapporteurs Mr. Siegfried Lallemant et Mr. Gilles Lambaré, qui ont examiné avec beaucoup de soin ce texte en permettant d'éclaircir certains paragraphes. Un grand merci au Prof. Philippe Huchon, qui a accepté de présider mon jury de thèse. Je voudrais remercier Mr. Alfredo Taboada qui a guidé mes premiers pas dans les Sciences de la Terre à l'époque où je suivais des études en Génie Civil et qui a accepté de participer à mon jury.

Il me manque les mots pour remercier Alessandra Ribodetti, co-directrice de thèse, pour son dévouement, sa gentillesse et sa patience. Je te dois, Alessandra, en bonne partie d'avoir réussi à terminer "la course" dans les délais de ma bourse de thèse, je sais que tu as dû sacrifier de nombreuses heures de repos. Merci pour tes plannings, pour les discussions, parfois un peu "animées", que nous avons eues au cours de ce travail. Enfin, merci de m'avoir aidé à valoriser mes idées, de m'avoir soutenu et encouragé pendant les moments difficiles.

Un très grand merci à Jean-Yves Collot, co-directeur de cette thèse, pour avoir partagé avec moi ses idées, pour ses conseils très pertinents, pour sa générosité, pour son enthousiasme et son accueil chaleureux. Merci Jean-Yves et Chantal de m'avoir fait sentir comme un membre de votre famille.

Mes remerciements vont également à Stéphane Operto pour sa rigueur scientifique, son honnêteté et la pertinence de ses remarques et de ses commentaires. Un remerciement particulier pour les codes que tu m'as fournis et ta disponibilité à tous moments.

Je remercie Bertrand Delouis de m'avoir permis d'utiliser son code de recuit simulé comme guide pour mon code de post-traitement.

Je voudrais remercier aussi le groupe d'informatique : Laure, Lionel et Jocelyn, pour leur efficacité dans le maintien d'un bon système informatique, c'est grâce à vous que ce travail a pu être effectué dans les meilleures conditions.

Je tiens à remercier Marie-Odile Beslier pour sa constante présence, son soutien pendant les longues soirées de rédaction et les discussions inoubliables au Port de Nice à une heure du matin. Merci aussi pour ses commentaires si constructifs sur mon manuscrit de thèse.

Merci à Yvonne pour ses conseils, sa générosité, les matches d'échecs, son esprit critique qui m'a guidé plusieurs fois et pour son excellente organisation du pot de thèse. Merci aussi à Roch d'avoir construit la meilleure imitation de télescope que j'ai jamais vue.

Merci à Céline Ravaut (Querendez) pour son enthousiasme, pour m'avoir fait connaître la Bretagne et pour ses conseils dans les méthodes d'inversion. Merci à Jean-Xavier Dessa et Hasti pour leurs conversations et leur gentillesse et de m'avoir hébergé à Paris.

Un grand merci aux trois personnes qui ont partagé avec moi le bureau-mezzanine : à David Graindorge, chanteur incomparable qui m'a fait connaître Léo Ferré, à Elia d'Acremont qui a égayé mon quotidien avec son sourire et sa gentillesse, à Cathy Joanne par son amitié si chaleureuse et ses connaissances de la langue française.

Je voudrais remercier Katia, Véronique et Maria pour toute son aide précieuse. Merci Isabel et Carlos de votre amitié, le flamenco et nos nombreuses conversations. Un grand merci à tous les chercheurs et techniciens du labo, de l'ambiance très agréable du travail qui règne à Villefranche : Jean Mascle,

Sébastien Migeon, Yann Hello, Ben Yates, Nicole Bethoux, Alain Moreau, Alain Anglade (quel ponche!), Sophie Rouziere, Jean-Jacques (en particulier pour partager le déjeuner du samedi), Jean-Francois Dumont, Bernard Labrousse.

Merci à Francoise Sage pour tous ses conseils pour le traitement sismique et pour m'avoir montré comme la neige tombe. Un grand merci à Francois Michaud de m'avoir initié au GMT. Merci à Yves Le Gonidec et Hélène pour leur amitié, les ballades et repas ensemble. Merci à Olivier Sardou par sa gentillesse et les discussions sur la montagne.

Merci à tous les copains du DEA, d'être devenus des amis inoubliables. En particulier un grand merci à Audrey, pour tous les moments que l'on a vécus ensemble, à Céline Gelis, spécialement pour son soutien en quelques moments difficiles à Madrid quand j'étais un "sans papiers", à Jorge pour son amitié et (bien sur!) au groupe "Morvellieux", Tchuy, la Tchef et Nico. Merci à Magalie, copine du bus de 9 heures et des aventures au Port, à Ru-Fei, à Anne, Liese, Cécile, Laetitia et Viviana, à Laurent, pour les discussions sur l'astronomie et la photographie, à Yves Mazabraud, Boris, Victor, Damien, Hervé, Sébastien et à tous les étudiants qui ont réalisé son DEA ou thèse au même temps que moi.

Merci à Mo, Solenn, Osana, Véronique, Andrea et Jacobo, pour les beaux moments vécus ensemble et toute leur gentillesse. Merci aussi à Ana, Vera et Lama. Je voudrais donner un grand merci à Sandrine et Philippe d'avoir été si attentionnés et pour nos conversations cinématographiques et gastronomiques.

Merci à César pour tous les agréables moments et conversations que l'on a partagé. Merci à Kevin par ses conversations, toujours intéressantes, sa générosité sans limites et son amour par la nature et la géologie. Merci aussi à Valenti, par tout son soutien, les journées à la montagne, les visites à Barcelone et Senterada et m'avoir hébergé au début de ma thèse. Un grand merci à Alci, que je considère comme une des plus belles personnes que j'ai connu. Merci par son amitié, tous ces souvenirs ensemble et l'énorme chance de la connaître.

J'espère que ma mémoire ne m'as pas trahi. De toute manière si il y a quelq'un que j'ai oublié il sait que dans mon coeur j'ai un merci pour lui.

Résumé

Mon travail de thèse se propose d'étudier la structure, les propriétés physiques et les processus géodynamiques de la **zone de subduction d'Equateur-Colombie** grâce à l'adaptation et le développement d'outils d'imagerie sismique (inversion de formes d'ondes *alias* tomographie en diffraction) et à leur application aux données de **sismique marine multitrace (SMT)** et **grand-angle OBS (SGA)** acquises en Equateur-Colombie pendant les campagnes SISTEUR et SALIERI. Ces outils m'ont permis de réaliser une imagerie fine et quantitative à trois niveaux : l'imagerie **superficielle** ($\sim 0-3$ km), l'imagerie à profondeur **intermédiaire** ($\sim 3-10$ km) et l'imagerie **profonde** ($\sim 10-30$ km). Dans le domaine superficiel, j'ai effectué une cartographie fine et quantitative des propriétés physiques des sédiments au voisinage du BSR (**Bottom Simulating Reflector**), interprété comme la base de stabilité des hydrates de gaz. Sur le profil SIS-40 situé sur la marge sud de la Colombie, j'ai pu identifier la présence de failles qui perturbent localement le BSR. Les résultats présentés sous la forme d'une série de logs adjacents de l'image migrée en profondeur, montrent que certaines régions du BSR sont caractérisées par une augmentation de la vitesse (1470-1650 m/s), indiquant la présence d'une faible quantité d'hydrates de gaz au dessus du BSR ; d'autres zones situées immédiatement sous le BSR sont caractérisées par une diminution de la vitesse (~ 1200 m/s), liée à la présence de **gaz libre** piégé sous la couche d'hydrate de gaz. A des **profondeurs moyennes** j'ai étudié la structure du chenal de subduction (profil SIS-72). Il est délimité à son toit par un fort réflecteur interprété comme le décollement interplaque et à sa base par le toit très réfléchissant de la croûte océanique en subduction. En raison de la sensibilité de la méthode de tomographie en diffraction au macro-modèle de vitesse, un code de correction de ce modèle a été implémenté, afin d'obtenir des images tomographiques fiables (i.e. géométrie et amplitudes correctes). Du fait de la **bande passante limitée** de la source et de la longueur du dispositif d'acquisition limitée à 4.5 km, les images tomographiques ont une résolution spatiale limitée : **l'image tomographique présente un déficit des petits et grands nombre d'onde** (fréquences spatiales) limitant ainsi l'interprétation géologique des paramètres physiques cartographiés. Un traitement spécifique basé sur la modélisation des traces sismiques a été implémenté. L'image tomographique, traitée comme une série de traces verticales, constitue la donnée observée. L'espace des modèles est constitué par un ensemble de modèles impulsionnels et unidimensionnels de Terre construits aléatoirement. Ces modèles sont dégradés par convolution avec une estimation de l'ondelette source afin de fournir une représentation synthétique de l'image tomographique observée. La minimisation de la fonction coût entre les traces migrées et les traces synthétiques est effectuée dans le cadre d'une inversion globale par **recuit simulé** (VFSA="Very Fast Simulated Annealing"). Le modèle moyen issu de cette procédure fournit un modèle 2D fin de vitesse, fonction de la profondeur et comparable à la limite de la résolution théorique de la source. A l'issue de ce traitement, des perturbations de vitesse positives sont mises en évidence au toit de la croûte, et d'autres négatives accompagnent certains segments du niveau du décollement. Ces dernières sont probablement associées à la présence de fluides. Le **domaine plus profond** a été étudié à partir des données MCS et WA dans le double but (1) d'améliorer la résolution spatiale des images sismiques du **Moho** et du **contact interplaque** en relation avec la zone sismogène, et (2) de détecter la présence d'anomalies crustales de vitesse et d'analyser leur relation avec les zones d'aspérité sismologiques. **L'utilisation conjointe** des données de sismique **SMT et SGA** a été mise en oeuvre pour prolonger vers le bas les images de sismique verticale et tenter ainsi d'établir une relation entre les processus profonds et les manifestations en surface. L'application de la chaîne de traitement au profil SIS-44 a permis d'obtenir **un modèle de vitesse** bien contraint jusqu'à 25 km de profondeur. Ce modèle met en évidence des **réflecteurs profonds** (Moho et contact interplaque) et des **réflecteurs plus superficiels** (splay fault), dont l'interprétation était initialement incertaine sur les images migrées en temps.

Abstract

This work's main aim is the estimation of the physical properties and the analysis of the geodynamic process of the Ecuador-Colombian subduction zone. I adapted and developed seismic imaging tools based on diffraction tomography. These tools are applied to multichannel seismic reflection (MCS) data and reflection/refraction wide-angle (WA) data acquired during SISTEUR and SALIERI cruises. Quantitative seismic imaging is presented for three zones : shallow zone (0-3 km), intermediate zone (3-10 km) and deep zone (10-30 km). In the shallow zone the profile SIS-40 on the Colombian margin was processed and physical properties of the Bottom Simulating Reflector (BSR) were estimated. Along the BSR regions with relative increase of the velocity (1470-1650 m/s), were obtained and associated with the presence of hydrates above the BSR and regions with relative decrease of the velocity (1200 m/s), associated with gas below the BSR. In the intermediate zone, I analysed the subduction channel (profil SIS-72). This structure is between the decollement (top of the subduction channel) and the top of the oceanic crust (bottom). In some area the decollement exhibits relative velocity decrease possibly due to the presence of fluids inside and below the decollement. I design an integrated approach to obtain the small scale velocities around the decollement area. The integrated approach is based on 2 steps : (1) asymptotic waveform inversion with iterative correction of the velocity macro-model and to obtain a 2-D quantitative depth model for velocity; (2) an automated post-processing procedure to eliminate the source signature from the tomographic images and to estimate the absolute values of the velocity along the decollement. The post-processing is formulated as an automatic non-linear inverse problem where the data space is composed of several one-dimensional logs extracted for different offset from the depth migrated image. The model space is composed of a family of realistic impulse layered models in depth, parameterized by a limited number of parameters (random velocity amplitude and a random thickness for each layer). These models mimic the logs of the physical model searched. To build the predicted dataset, the tested logs are converted from space to time using the velocity of the background medium and are convolved with the source wavelet. To estimate the source wavelet we use an average of the direct wave. The predicted dataset are computed by convolution of the depth-to-time converted impulse models with the source wavelet and compared with the tomographic models. The inverse problem is solved by a random exploration of the model space for each offset, using the very fast simulating annealing algorithm (VFSA). A small scale velocity model is obtained. Positive velocity perturbations appear at the top of the oceanic crust. The decollement is characterized by regions with positive velocity perturbations probably associated with fluids diffusion up to the decollement and regions with negative velocity perturbations probably related to the channeling of the fluids. Deep structures are imaged by a combined approach of MCS and WA data to improve the spatial resolution of the Moho and of interplate contact and to establish a possible relation with the seismogenic zone. A well constrained velocity model between 0 and 25 km is obtained and deep reflectors such as the Moho and the interplate contact are imaged as well the existence of the splay fault is validated (the splay fault was not clearly identified on the time stack section).

Resumen

El objetivo principal del presente trabajo es la estimación de las propiedades físicas de los materiales y su relación con los procesos geodinámicos de la zona de subducción de Ecuador-Colombia gracias a la adaptación y desarrollo de métodos para el tratamiento de señales basadas en la tomografía de difracción aplicadas a los datos de sísmica reflexión multicanal (SMC) y de sísmica reflexión-refracción gran-ángulo (SGA) registrados en Ecuador y Colombia durante las campañas SISTEUR y SALIERI. Estas herramientas me permitieron la realización de imágenes cuantitativas de alta resolución en tres niveles de profundidad : superficial ($\sim 0-3$ km), medio ($\sim 3-10$ km) y profundo ($\sim 10-30$ km). En el *nivel superficial* realicé la cartografía en alta resolución de las propiedades físicas de los sedimentos en cercanías del BSR (*Bottom Simulating Reflector*), que es interpretado como la base de estabilidad de los hidratos de gas. Los resultados, presentados como una serie de *logs* de la imagen migrada en profundidad, muestran que algunos segmentos del BSR son caracterizados por un aumento de la velocidad de propagación de la onda P (1470-1650 m/s), indicando la presencia de hidratos de gas encima del BSR. Otras zonas situadas inmediatamente por debajo del BSR, son caracterizadas por una disminución de la velocidad (~ 1200 m/s), relacionada, posiblemente, a la presencia de gas libre atrapado bajo la capa de hidratos de gas. En el *nivel medio* estudié la estructura del canal de subducción (línea sísmica SIS-72) cuyo límite superior está marcado por el reflector *décollement interplaca* y el inferior por el techo, muy reflectivo, de la corteza oceánica en subducción. Debido a la sensibilidad del método de tomografía en difracción al modelo de velocidad de referencia, una técnica de corrección de este modelo para obtener imágenes tomográficas confiables (i.e. la geometría y la amplitud son correctas). Debido al ancho de banda limitado de la fuente sísmica y del dispositivo de adquisición limitado a un largo de 4.5 km, las imágenes tomográficas tienen una resolución limitada : ella presenta un déficit en las bajas y altas frecuencias espaciales (numero de onda). Fue implementado un post-tratamiento específico basado en la modelización de las trazas migradas. La imagen tomográfica, tratada como una serie de trazas verticales, constituye el observable. El espacio de modelos esta formado por un conjunto de modelos unidimensionales en capas cuyo espesor y amplitud varían aleatoriamente. Estos modelos son degradados después de su convolución con una fuente estimada, de manera que se obtiene una representación sintética de la traza migrada. La minimización del error entre las trazas migradas y las sintéticas se realiza en el marco de una inversión global utilizando el método de "recalentamiento simulado" (Very Fast Simulated Annealing, VFSA). El modelo resultante proporciona un modelo 2D alta resolución, en profundidad que tiene una resolución cercana al límite teórico de resolución de la fuente. Perturbaciones de velocidad positivas fueron identificadas en el techo de la corteza oceánica y otras negativas que caracterizan algunos segmentos del *décollement*. Estas últimas están probablemente asociadas con la presencia de fluidos. El *nivel profundo* fue estudiado a partir de los datos SMC y SGA con el objetivo doble de : (1) Mejorar la resolución espacial de las imágenes sísmicas del *Moho* y del *contacto interplaca* que está relacionado con la *zona sismogénica* y (2) detectar la presencia de anomalías corticales de velocidad y analizar su relación con las asperezas sismológicas. La utilización simultánea de los datos de sísmica SMT y SGA fue utilizada para prolongar hacia abajo las imágenes de la sísmica vertical y tratar de establecer una relación entre los procesos profundos y su manifestación en la superficie. Este modelo presenta claramente algunos reflectores profundos (por ejemplo el *Moho* y el *contacto interplaca*) y a profundidad media (por ejemplo la *splay fault*, cuya interpretación era bastante incierta en las imágenes en tiempo).

Table des matières

Introduction	3
1 La marge convergente d'Equateur-Colombie	7
1.1 Notions générales	7
1.2 Cadre géodynamique	9
1.3 Histoire des accrétions des terrains allochtones à l'Ouest de la Colombie . .	9
1.4 Les grands séismes de subduction	10
1.5 La segmentation de la marge nord-équatorienne /Sud- colombienne (Mar- caillou, 2003 ; Collot, 2004)	10
1.6 Conclusions	13
2 Acquisition et données	15
2.1 Introduction	15
2.2 Acquisition	15
2.2.1 Le principe de la sismique réflexion multitrace	15
2.2.2 L'acquisition des données SMT : Les campagnes de géophysique marine SISTEUR (2000) et SALIERI (2001)	17
2.2.3 Le traitement classique des données de sismique réflexion multitrace	20
2.3 La chaîne de traitement des données SMT	22
2.3.1 Principe de la sismique réflexion/réfraction grand-angle (SGA) . . .	24
2.4 La chaîne de traitement des données SGA	24
2.5 Imagerie sismique adaptée aux dispositifs d'acquisition	25
2.6 Conclusions	26
3 Méthodes d'imagerie sismique	27
3.1 Introduction	27
3.1.1 Bref historique de la méthode de tomographie en diffraction rais+Born.	28
3.1.2 La chaîne de traitement dans le domaine profondeur	29
3.2 La migration/inversion Rai+Born	32

3.2.1	Principe cinématique de la migration avant-sommation profondeur .	32
3.2.2	Théorie de la migration/inversion Rai+Born	35
3.2.3	Résolution du problème inverse	41
3.3	Estimation du modèle de vitesse de référence	50
3.3.1	La correction du modèle de vitesse de référence : analyse de vitesse par migration en profondeur Al-Yahya(1989)	50
3.3.2	Validation sur un modèle synthétique	54
3.3.3	Mise en oeuvre de la méthode de correction du modèle de vitesse .	60
3.3.4	La tomographie par inversion des temps des premières arrivées . . .	60
3.4	La modélisation directe/inversion des données de sismique grand-angle . .	62
3.5	Post-traitement de l'image migrée	63
3.5.1	Calibration de l'image migrée	64
3.5.2	Estimation du signal source	64
3.5.3	Paramétrisation	66
3.5.4	Problème direct : Modélisation par convolution	67
3.5.5	Problème inverse	68
3.5.6	Estimation de l'incertitude	73
3.5.7	Validation sur un cas synthétique	75
3.6	Conclusions	81
4	Imagerie de la structure superficielle	85
4.1	Introduction	85
4.2	Etude du BSR sur le profil SIS-40	87
4.3	Modélisation	92
4.3.1	BSR et instabilité gravitaire des pentes sous-marines	92
4.4	Conclusions	93
5	Imagerie de la Structure intermédiaire	95
5.1	Introduction	95
5.1.1	Le chenal de subduction	95
5.1.2	Forages au niveau du décollement	96
5.1.3	Etudes sismiques du chenal de subduction	96
5.1.4	Le rôle des fluides dans la formation du décollement	99
5.2	Etude du décollement et du chenal de subduction le long du profil SIS-72 .	100
5.2.1	Données utilisées	100
5.2.2	Modèles de vitesse de référence utilisés et images migrées	102
5.3	Post-traitement de l'image migrée	114

5.4	Résultats	118
5.5	Discussion	126
5.5.1	Modèle pour le décollement interplaque	126
5.5.2	Modèle de vitesse total	130
5.6	Conclusions	132
6	Imagerie de la structure profonde	137
6.1	Introduction	137
6.2	Inversion conjointe de données de sismique réflexion et réflexion/réfraction grand-angle	137
6.2.1	Splay fault	138
6.2.2	Données utilisées	138
6.2.3	Méthodologie et résultats	141
6.2.4	Discussion	155
6.2.5	Conclusions	157
6.3	Investigating the nature of the seismological asperity of the 1979 Tumaco (Colombia) Earthquake	159
6.3.1	Introduction	159
6.3.2	The 1979 subduction earthquake	160
6.3.3	Geological background	160
6.3.4	Data acquisition and processing	161
6.3.5	Multichannel seismic reflection images	161
6.3.6	Wide angle Models	161
6.3.7	Discussion	169
6.3.8	Conclusions	172
	Conclusions générales	173
A	Imaging deep reflectors	177
B	Integrated PSDM and Simulated Annealing	183

Table des figures

1	schéma des objectifs géologiques principaux du présent travail	5
1.1	Carte de localisation des zones de rupture des grands séismes entre le nord de l'Equateur et le sud-ouest de la Colombie au XXème siècle	11
1.2	Relation entre les structures qui limitent les différents segments de la marge et les zones de rupture des grands séismes	12
2.1	Un CMP est un concept géométrique qui permet de grouper les réflexions communes à un groupe de tirs	16
2.2	Exemple de l'acquisition d'un tir (pour l'acquisition SISTEUR qui sera décrite par la suite)	16
2.3	La résolution latérale et horizontale à offset nul	17
2.4	Paramètres d'acquisition de la SMT durant la campagne SISTEUR.	18
2.5	Carte bathymétrique et localisation des profils des campagnes SISTEUR et SALIERI	19
2.6	Schéma de la séquence de pré-traitement utilisée pour les données de sismique multitrace. A gauche sont présentés les modules du logiciel Geovecteur utilisés. Noter que l'on tente de modifier le moins possible l'amplitude des traces sismiques. Cependant, pour l'application de la déconvolution et de la transformée de Radon, une correction sphérique a été nécessaire. Après avoir effectué la déconvolution et la transformée de Radon, un opérateur inverse de la correction de la divergence sphérique a été appliqué aux données, pour compenser les amplitudes et les ramener à la "vraie" amplitude. Noter que les données pré-traitées sont stockées en points de tir. . . .	23
3.1	Schéma du traitement des données MCS.	30

3.2	Schéma du post-traitement de l'image migrée. L'image migrée est calibrée. L'estimation de la source est effectuée pour la convoluer avec la famille de modèles impulsionnels du sous-sol qui sont générés aléatoirement. La convolution fournit une trace synthétique qui est comparée avec la trace migrée. Le problème de la minimisation de la fonction coût entre la trace synthétique et la trace migrée est effectué via un algorithme de recuit simulé (VFSA) adapté à notre cas. Notre objectif est d'obtenir, parmi la famille de modèles impulsionnels du sous-sol ceux qui, convolués avec la source, s'approchent le plus de la trace migrée. La famille de modèles impulsionnels obtenue par VFSA nous reinseigne sur la géométrie correcte des réflecteurs sismiques et sur leur vitesse absolue.	32
3.3	Problème direct du problème de migration. Le temps d'arrivée d'une diffraction ($s - x - r$) est calculé en additionnant le temps du trajet incident ($s - x$) plus celui du trajet diffracté ($x - r$).	33
3.4	L'hodochrone d'une réflexion est formée par l'enveloppe des diffractions élémentaires issues des diffractants discrétisant le réflecteur.	34
3.5	Problème inverse. a) L'énergie d'un évènement est distribuée en tout point de l'espace vérifiant la condition d'imagerie $t = t_{sx} + t_{xr}$. Ces points de l'espace décrivent une ellipse appelée isochrone ou courbes iso-temps. Des isochrones sont représentées pour différents offsets source-récepteur. b) L'image d'un réflecteur continue est formée par l'enveloppe de toutes les isochrones. La sommation est constructive sur le réflecteur et destructive à l'extérieur de celui-ci. Plus l'information redondante sommée est volumineuse, meilleur sera le rapport signal sur bruit de l'image migrée.	35
3.6	Illustration de la diffraction simple.	38
3.7	Illustration de la diffraction multiple.	38
3.8	(<i>En haut</i>) : Problème direct basé sur le concept de point diffractant. (<i>En bas</i>) : Illustration du problème direct basée sur le principe de réciprocité.	40
3.9	Paramètres des rais de la migration rais+Born. Le Hessien en coordonnées polaires est défini par les paramètres $(\mathbf{k}, \theta, \psi)$	46
3.10	Resolution de la migration/inversion en fonction de la pente (ψ) et la longueur du dispositif.	47
3.11	Resolution de la migration/inversion en fonction de la fréquence (\mathbf{k}) et la profondeur.	47
3.12	Résolution dans l'espace du nombre d'onde	48
3.13	Géométrie du tracé des rais pour un réflecteur horizontal	51
3.14	Iso-valeurs du coefficient γ	52
3.15	Modèle de vitesse utilisé pour générer les traces synthétiques. Dans la figure, le modèle est déjà projeté en base de splines cubiques.	54
3.16	Trace entre 1-2 km de profondeur du modèle de vitesse non filtré (rouge), modèle filtré avec un filtre gaussien, $\tau = 75\text{m}$ (vert) et modèle projeté en base de splines cubiques (blue).	54

3.17	La fonction source utilisée dans le test synthétique est un Dirac filtré à $[0,10,35,55]$ Hz	55
3.18	Traces synthétiques	55
3.19	Images migrées à partir des modèles de vitesse homogènes	56
3.20	Superposition du modèle de vitesse vrai et du modèle de vitesse totale $(v_0 + \delta v)$ obtenue avec le modèle de référence correct $v_0 = 3500m/s$	56
3.21	Superposition des traces migrées obtenues avec les trois modèles de vitesse de référence homogènes non corrigés	56
3.22	Trace du modèle de vitesse après la deuxième itération (bleu) et après la troisième itération (vert) superposées à la trace lissée du vrai modèle (rouge)	57
3.23	Panneaux Iso-X et panneaux de semblance après la première itération de la méthode de correction du modèle de vitesses	58
3.24	Panneaux Iso-X et panneaux de semblance après la deuxième itération de la méthode de correction du modèle de vitesses	59
3.25	Procédure de correction du modèle des vitesses de référence	61
3.26	(A gauche) Onde directe, obtenue par la moyenne des tirs 1351-1385 du profil SIS-40. (Au centre) Onde directe après l'applatissage. (À droite) sommation des traces	65
3.27	Superposition des traces observées et des traces obtenues avec la source déterminé par inversion linéaire	66
3.28	Estimation de la signature de la source à partir du champ lointain, obtenue à partir : (en haut) des enregistrements du champ proche, (au centre) de la moyenne de l'onde directe, (en bas) par inversion linéaire. Les trois ondelettes ont été normalisées en fréquence et filtrés avec un passe-bande 0-5-20-25 Hz.	67
3.29	Spectre des trois sources : source fournie par l'Ifremer (bleu), celle obtenue par sommation de l'onde directe (vert) et par inversion linéaire (rouge) . .	67
3.30	Modèle à vitesse totale, à savoir la somme des perturbations et de la vitesse de référence $v = \delta v + v^0$	68
3.31	Schéma comparatif de l'exploration et exploitation des différentes méthodes d'optimisation	70
3.32	Densité de probabilité pour la distribution de Cauchy $y(T)$	71
3.33	Schéma (<i>flowchart</i>) de l'algorithme de recuit simulé implémenté. E(m) est la fonction coût.	72
3.34	Modèle de vitesse utilisé pendant les simulations numériques.	76
3.35	Ondelette source	76
3.36	Trace résultante du problème direct	76
3.37	(En rouge) Traces migrées (En bleu) Convolution.	77
3.38	Ecart entre la trace migrée et la trace convoluée	78

3.39	20 premiers modèles explorés pour trois exécutions indépendantes de l'algorithme d'inversion en fixant une température initiale (T_0) différente. (<i>En bleu</i>) modèles acceptés. (<i>En rouge</i>) modèles rejetés	79
3.40	(<i>En haut</i>) Modèles finaux (fonction coût minimale) pour différents exécutions indépendantes de l'algorithme de recuit simulé, pour T_0 et c_i constants. (<i>Au milieu</i>) Trace synthétique (en rouge) et trace observée (en bleu). (<i>En bas</i>) Fonction coût (RMS) correspondante à chacun des modèles.	80
3.41	Echantillonnage par importance de Gibbs/Metropolis à basse température	82
3.42	Multi-VFSA à haute température	82
4.1	Diagramme de phase des HG	86
4.2	Origin du méthane	86
4.3	Carte de localisation du profil SIS-40	87
4.4	Image migrée rai+Born d'une portion du profil SIS 40 et zoom sur le BSR	88
4.5	Illustration du principe de la migration en angle	89
4.6	Post-traitement de l'image migrée pour remonter au modèle impulsional du BSR	90
4.7	Résumé de la procédure mise en oeuvre	91
4.8	BSR et instabilité gravitaire des pentes sous-marines. Un exemple sur le profil SIS-54 sur la marge équatorienne	92
5.1	Observations principales effectuées sur le prisme de Nankai (Leg ODP 131)	97
5.2	Exemple de modélisation réalisée par (Bangs et al.,1996)	98
5.3	Carte de localisation du profil SIS-72	100
5.4	Interprétation des structures et des unités principales pour la section migrée en profondeur du profil SIS-72	101
5.5	Evolution du modèle de vitesse pendant l'application de la procédure de correction des vitesses	103
5.6	Images migrées correspondantes à chaque itération dans la correction du modèle de vitesse	104
5.7	Observations qui justifient l'inversion de vitesse au niveau du chenal de subduction. (<i>À gauche</i>) Panneaux iso-X obtenus à partir de l'itération 1 (modèle de vitesse non-corrigé). (<i>Au centre</i>) Panneaux de semblance correspondants. La courbe affichée est l'interpolation des maxima pointés. (<i>À droite</i>) Superposition de la vitesse à l'itération 1 (non corrigée, en bleu) et la vitesse à l'itération 3 (corrigée en rouge). La bande grise représente la zone d'inversion de vitesse (Low Velocity Zone)	105
5.8	Modèle de vitesse à partir de la méthode d'analyse de focalisation	106

5.9	Image migrée à partir du logiciel Sirius 2.0, basé sur une migration de Kirchhoff (à amplitude non préservée). Le modèle de vitesse de référence est celui déterminé à partir de la méthode d'analyse de focalisation (Calahorrano, 2005)	107
5.10	Résultat de la migration/inversion rais+Born obtenu en utilisant le même modèle de vitesse que pour le figure 5.9	108
5.11	Erreur résiduelle pour la troisième itération du modèle de vitesse corrigé par la méthode de Al-Yahya (modèle A). L'erreur est quantifiée à partir des panneaux de semblance. La zone non-colorée est celle où l'erreur de vitesse moyenne est inférieure à 2%. Le cadre indique la zone où le post-traitement a été appliqué.	109
5.12	Erreur résiduelle pour le modèle de vitesse corrigé par la méthode d'analyse de focalisation (modèle B). L'erreur est quantifiée à partir des panneaux de semblance. La zone non-colorée est celle où l'erreur de vitesse moyenne est inférieure à 2%. Le cadre indique la zone où le post-traitement a été appliqué.	110
5.13	Panneaux iso-X entre $69 \text{ km} < x < 82 \text{ km}$, espacés d'un kilomètre	111
5.14	Panneaux de semblance entre $69 \text{ km} < x < 82 \text{ km}$. La distance entre panneaux est $\Delta x_{isoX} = 1 \text{ km}$	112
5.15	Panneaux IsoX et panneaux de semblance entre $69 \text{ km} < x < 82 \text{ km}$ pour la migration à partir du modèle de vitesse obtenu par analyse de la focalisation (modèle B). La distance entre panneaux est $\Delta x_{isoX} = 1 \text{ km}$	113
5.16	Superposition des réflecteurs principaux (fond marin F, toit du socle S, décollement D et toit de la croûte océanique T). (<i>En rouge</i>) Réflecteurs correspondants au modèle A. (<i>En bleu</i>) Réflecteurs correspondants au modèle B. Le cadre noir indique la zone où le post-traitement a été appliqué. Le cadre vert est la zone agrandie dans la figure 5.17	114
5.17	Agrandissement de la zone comprise entre $65 \text{ km} < x < 73 \text{ km}$ et $5.5 \text{ km} < z < 8 \text{ km}$. (<i>À gauche</i>) l'image migrée à partir du modèle A. (<i>À droite</i>) l'image migrée à partir du modèle B. En rouge sont présenté le pointé des réflecteurs correspondant au modèle A. En bleu, celui des réflecteurs correspondant au modèle B.	114
5.18	Différence $v_B - v_A$ entre le modèle de vitesse obtenu par focalisation (modèle B) et celui obtenu par la méthode de Al-Yahya (modèle A) . La palette de couleur a été choisie de manière à ce que les zones en blanc correspondent à une différence de vitesse inférieure à 300 m/s. Les contours sont espacés de 100 m/s. Le cadre indique la zone où le post-traitement a été appliqué.	115
5.19	Variation de la vitesse (en pourcentage) par rapport à la moyenne des deux modèles $(2(v_B - v_A)/(v_B + v_A))$. Les zones en blanc correspondent à des variations inférieures à 10%. Les lignes de contour sont espacées de 10%. Le cadre indique la zone où le post-traitement a été appliqué	115

5.20	Carte des angles de diffraction (θ) maximale, calculés par tracé des rais dans le modèle A. Le cadre indique la zone d'application du post-traitement	116
5.21	Carte des angles de diffraction (θ) maximale, calculés par tracé des rais dans le modèle B. Le cadre indique la zone d'application du post-traitement	117
5.22	Image migrée calibrée (avec le modèle A) de la zone d'application du post-traitement . Le décollement présente une zone de faible amplitude entre $71 \text{ km} < x < 74 \text{ km}$. Le toit de la croûte océanique possède un maximum d'amplitude à $(x=74, z=7)$	118
5.23	Image migrée calibrée (avec le modèle B) de la zone d'application du post-traitement. L'amplitude du décollement suit un comportement très similaire à l'image précédente, avec une zone de faible amplitude entre $71 \text{ km} < x < 74 \text{ km}$. Par contre, le toit de la croûte océanique présente des amplitudes fortes et continues entre $71 \text{ km} < x < 82 \text{ km}$	118
5.24	(<i>En haut</i>) modèle impulsionnel optimal (moyenne de la densité de probabilité à posteriori) pour le modèle A. (<i>Au centre</i>) modèle impulsionnel optimal (noir) et écart-type (zone en bleu). (<i>En bas</i>) Carte de l'écart-type.	120
5.25	(<i>En haut</i>) modèle impulsionnel optimal pour le modèle B. (<i>Au centre</i>) modèle impulsionnel optimal (noir) et écart-type (zone en bleu). (<i>En bas</i>) Carte de l'écart-type.	121
5.26	(<i>En haut</i>) Zone d'application du post-traitement dans l'image migrée à partir du modèle A. Les amplitudes sur l'image présentée ont été égalisées. (<i>Au centre</i>) Traces synthétiques générées à partir du modèle impulsionnel optimal. (<i>En bas</i>) Superposition des traces migrées (bleu) et des traces synthétiques (rouge).	123
5.27	(<i>En haut</i>) . Zone d'application du post-traitement dans l'image migrée à partir du modèle A. (<i>En bas</i>) Interpretation structural de l'image migrée. En bleu est représentée une structure lenticulaire. Un réflecteur oblique (en pointillé) divise le chenal de subduction en deux unités (Unité 1 en vert et unité 2 en jaune). Des réflecteurs déformés de faible amplitude vient finir contre le réflecteur oblique. A droite de ce réflecteur les amplitudes sont très faibles.	124
5.28	(<i>En haut</i>) Zone d'application du post-traitement dans l'image migrée à partir du modèle B. (<i>Au centre</i>) Traces synthétiques générées à partir du modèle impulsionnel optimal. (<i>En bas</i>) Superposition des traces migrées (bleu) et des traces synthétiques (rouge).	125
5.29	Agrandissement de l'image migrée calibrée obtenue en utilisant le modèle A, dans la zone du décollement interplaque. La signature du réflecteur associé au décollement (toit du chenal de subduction) nous a conduit a distinguer ses caractéristiques en trois zones (cadres numérotés). Le point R indique l'endroit où la polarité du décollement change.	126
5.30	Agrandissement de l'image migrée calibrée obtenue en utilisant le modèle B, dans la zone du décollement interplaque.	126

5.31	Zone 1. (<i>En haut</i>) Modèle impulsionnel optimal et image migrée à partir du modèle de vitesse de référence A. (<i>En bas</i>) Modèle impulsionnel optimal et image migrée à partir du modèle de vitesse de référence B. La zone grisée représente la zone limitée par l'écart-type. Les amplitudes des image migrées ont été calibrées. La position du décollement est signalée par des triangles. Les triangles rouges remplis indiquent que le décollement est marqué par une anomalie négative au toit et une anomalie positive à la base. Les triangles rouges vides indiquent que le décollement est marqué principalement par l'anomalie positive à sa base. Noter le décalage en profondeur entre le modèle impulsionnel optimal et l'image migrée, effet d'une source qui n'est pas à phase minimale.	128
5.32	Zone 2 et 3. (<i>En haut</i>) Modèle impulsionnel optimal et image migrée obtenue à partir du modèle de vitesse de référence A. (<i>En bas</i>) Modèle impulsionnel optimal et image migrée effectuée avec le modèle de vitesse de référence B. La zone grisée représente la zone limitée par l'écart-type. La position du décollement est signalé quand il est délimité par une anomalie au toit et à la base (triangles rouges remplis) ou par une seule anomalie à sa base (triangles rouges vides).	129
5.33	Schéma interprétatif du modèle impulsionnel optimal pour le décollement. Les couleurs dans le décollement visualisent les segments ayant des caractéristiques différentes : une perturbation négative au niveau du décollement limitée par une réduction des vitesses à son toit et une augmentation à sa base (bleu foncé), une perturbation positive dominante à la base du décollement (rouge). Dans la zone en pointillé les amplitudes du décollement sont très faibles.	130
5.34	Schéma interprétatif des résultats pour le modèle impulsionnel optimal du décollement	131
5.35	(<i>En haut</i>) Modèle de vitesse total A $v_A = v_{0A} + \delta v_A$. (<i>Au centre</i>) Coefficient de réflexion calculé à partir du calcul du modèle de densité ρ_A en fonction de la vitesse de propagation d'onde P. (<i>En bas</i>) Module d'incompressibilité (κ_A)	133
5.36	(<i>En haut</i>) Modèle de vitesse total B $v_B = v_{0B} + \delta v_B$. (<i>Au centre</i>) Coefficient de réflexion calculé à partir du calcul du modèle de densité ρ_B en fonction de la vitesse de propagation d'onde P. (<i>En bas</i>) Module d'incompressibilité (κ_B)	134
6.1	(<i>En haut</i>) Interprétation du profil SIS-44 en temps. (<i>En bas</i>) Zoom sur le graben (G) et la déformation du socle (B) associé à l'activité de la <i>splay fault</i>	139
6.2	Séquence de rupture sur une marge segmentée par des failles crustales transversales	140
6.3	Procédure de traitement des données SMT et SGA pour imager la zone superficielle, intermédiaire et profonde de la croûte terrestre.	141

6.4	Modèle tomographique (TTPA) de vitesse obtenu par inversion de la première arrivée. Le cadre à LVZ (Low Velocity Zone) indique la zone d'inversion des vitesses (~ -1 km/s) coïncidant avec la <i>splay fault</i> . Les traces pour les OBS 123,124 et 125 sont présentées où une zone d'ombre est clairement visible (indiquée par les flèches jaunes)	142
6.5	(<i>En haut</i>) modèle de vitesse issu de l'analyse de vitesse. (<i>Au centre</i>) Modèle de vitesse après la correction du modèle de vitesse pendant la migration (<i>En bas</i>) Modèle "mixte"	144
6.6	Image migrée obtenue en utilisant le modèle de vitesse NMO	145
6.7	Image migrée obtenue en utilisant le modèle de vitesse corrigé (figure 6.5, au centre). Le zoom sur l'image correspond à la zone de la <i>splay fault</i>	146
6.8	Image migrée en profondeur obtenue par tomographie en diffraction en utilisant le modèle "mixte" (figure 6.5, en bas). Le zoom sur l'image correspond à la zone de la <i>splay fault</i>	147
6.9	Panneaux iso-X profil 44. Les panneaux sont issus de la migration avec : (1) le modèle d'analyse de vitesse (itération 1) ; (2) le modèle d'analyse de vitesse corrigé (itération 2) ; (3) le modèle mixte.	148
6.10	Panneaux de semblance profil 44 correspondant aux panneaux iso-X sur la figures 6.9, respectivement.	149
6.11	Angle de diffraction maximal superposé à l'image migrée mixte. Noter que à partir de 5 km de profondeur l'angle de diffraction est inférieur à 70° et en dessous de 10 km il est inférieur à 30°	150
6.12	Superposition du pointé de réflecteurs sur les trois images migrées. Sont représentés : les réflecteurs principaux de l'image migrée à partir du modèle de vitesse : SMT initial (en noir), SMT corrigée (en bleu clair) et mixte SMT et SGA (en rouge). Les lignes en pointillée indiquent des segments à faible amplitude où l'incertitude est plus grande.	150
6.13	Passage du modèle lisse au modèle blocky. (<i>En haut</i>) Pointée des réflecteurs principaux sur l'image migrée. (<i>Au centre</i>) ces réflecteurs sont intégrés dans le modèle de vitesse mixte, et les vitesses $[v_{sup}(x, z), v_{inf}(x, z)]$ associées à chaque couche sont introduites. (<i>En bas</i>) Le modèle <i>blocky</i> initial, qui explique les premières arrivées.	152
6.14	(a) Coupe migrée en temps et pointés des réflecteurs (b) Estimation des réfléchies à incidence normale dans le modèle "blocky" (c) Inversion des temps à incidence normale et modification de la géométrie du modèle "blocky" pour trouver le modèle "blocky" optimal (d) temps à incidence normale	153
6.15	Réflexions grand-angle sur la <i>splay fault</i>	154
6.16	Réflexions grand-angle sur le contact interplaque	154
6.17	Modèle <i>blocky</i> après l'inversion de la géométrie et des vitesses à partir des arrivées grand-angle et des réflexions à incidence normale.	155

6.18	Superposition du modèle de vitesse blocky final et de l'image migrée mixte dans la zone de la <i>splay fault</i> . REF SMT indique la distance (en kilomètres) référencié à partir du premier tir de la SMT. REF SGA indique la distance à partir du premier tir de la SGA.	157
6.19	Location of seismic experiment. rupture zone for the 1979, Tumaco earthquake (red dashed ellipse).	162
6.20	<i>Above</i>) Stack time for MCS profile SIS-33. (<i>Bellow</i>) Line drawings for MCS profile SIS-29.	163
6.21	<i>Above</i>) Stack time for MCS profile SIS-24. (<i>Bellow</i>) Line drawings for MCS profile SIS-26.	163
6.22	Crustal model for dip line SIS-29	165
6.23	Crustal model for strike line SIS-24	165
6.24	Record section for OBS03	166
6.25	Zoom over OBS 21 record section	168
6.26	Lithostatic pressure on interplate contact, using a velocity-density relationship	171
A.1	(a) Initial velocity macromodel derived from MCS data only. (b) Prestack depth migrated section derived from model (a). (c-e) CIG panels corresponding to the migrated section (b). (c-e) Semblance panels corresponding to the migrated section (b). (f-h) CIG panels corresponding to the migrated section (b).	180
A.2	(a) Corrected velocity macromodel derived from MCS data only. (b) corrected velocity macromodel derived from a combination of MCS and wide-angle data. Red dotted lines are the reflectors identified on the migrated section. (c) Prestack depth migrated section derived from model (a). (d) Migrated section derived from model (b). The red arrows point the location of significant differences between the images. (e-g) CIG panels corresponding to the migrated section (c). (h-j) Semblance panels computed from the CIG panels (e-g) (c). (k-m) CIG panels corresponding to the migrated section (d). (n-p) Semblance panels computed from the CIG panels (k-m).	181
B.1	(a) calibrated PSDM image. The box ABCD indicates the region of interest. The decollement and the top of the oceanic crust appear as a strong seismic reflections. (b) CIG panels are quite flat and semblance panels are around 1 in the decollement zone and at the top of the oceanic crust. CIG and semblance panels show that the errors in the velocity macro-model estimation are small.	186

- B.2 On the top : zoom of the tomographic model and source wavelet (in the boxcar). (a) Tomographic log (blue) is superimposed with the best fitting convolved model (red) at $X=70,72,74,76,78,80$ km and shows a good fit at the decollement (D) and at the top of the oceanic crust (T). (b) Best fitting impulsional model for the velocity perturbation in depth (red). Note the negative perturbation associated with the decollement (D). (c) Total velocity model results of the sum between the velocity macro-model log and the best fitting impulsional model. Note a clear velocity inversion at $X=70$ km and $X=72$ km between D and T corresponding to the sediments in the subduction channel. 187

Liste des tableaux

1.1	Grandes seismes de subduction	10
2.1	Paramètres de la source SMT de la campagne SISTEUR	18
2.2	Paramètres de la flûte sismique de la campagne SISTEUR	18
2.3	Résolution verticale et latérale estimées	20
3.1	Paramètres d'acquisition pour le cas synthétique. Dans le tableau θ représentent l'angle de diffraction au niveau du réflecteur. nr est le nombre de récepteurs, L est la longueur du dispositif en kilomètres	76
5.1	Sites du programme international de forage océanique profond (ODP). Ces forages ont permis de traverser le niveau de décollement. z représente la profondeur, ϕ la porosité, ρ la densité totale, α la vitesse de propagation des ondes P. Les sous-index $_u$ signifient au toit du décollement, et $_d$ à sa base. (*) indique les campagnes qui ont réutilisé des sites existants avec de nouveaux instruments (e.g. de LWD, logging while drilling, c'est-à-dire les mesures sont effectuées pendant le forage).	97
5.2	Résolution verticale estimée dans la zone de post-traitement	117
6.1	Clasification des arrivées sur le profil SIS-44.	143
6.2	Erreur d'estimation des arrivées SGA sur le profil SIS-44.	155
6.3	Arrivals for lines SIS-26 and SIS-29	164
6.4	Arrivals error for profile SIS-26.	169
6.5	Arrivals error for profile SIS-29.	170

Introduction

Aujourd'hui, nous commençons à rassembler les connaissances progressivement acquises sur les zones de subduction. Ces connaissances, issues de la géologie de terrain sur les zones de subduction fossiles, des forages, et principalement des méthodes d'exploration géophysique, ont mis en évidence la grande complexité des zones de subduction. Les marges convergentes, situées à proximité des côtes, offrent un contexte favorable aux expériences de sismique marine. Leur exploration nécessite toutefois la mise en oeuvre de campagnes sismiques mixtes terre-mer dont la composante terrestre permet d'"éclairer" la limite de la plaque plongeante à des profondeurs de l'ordre de 20 à 40 km.

Notre compréhension actuelle des processus géodynamiques au front des marges actives est basée sur un ensemble de modèles géologiques et mécaniques, représentatifs soit d'environnements géodynamiques, soit de la genèse des grands séismes. Dans mon travail je fais référence, d'une part, aux modèles d'accrétion/érosion des marges [Cloos and Shreve, 1996, von Huene and D.Scholl, 1991, Dahlen et al., 1984, Davis et al., 1983] et d'autre part aux modèles d'aspérité et barrière sismologiques [Kanamori, 1981, Aki, 1979]. Ces modèles permettent d'expliquer plusieurs caractéristiques des zones de subduction (e.g. l'existence des prismes d'accrétion, la subsidence des marges, la segmentation des zones de rupture des séismes de subduction, etc.). Toutefois, de nombreux processus mis en jeu dans ces zones complexes restent mal compris, principalement par manque d'information sur les niveaux profonds, par exemple : (1) les processus responsables de la nucléation des séismes, ainsi que le rôle des sédiments subduits, des aspérités, de la segmentation de la marge et des fluides dans cette nucléation, (2) les processus de sous-placage ou d'érosion tectonique à la base de la plaque chevauchante, (3) la relation entre ces processus profonds et les déformations et mouvements observés en surface. Le défi pour progresser sur ces questions est de parvenir à imager la structure complexe de la lithosphère de la façon la plus précise et la plus complète possible, depuis la surface jusqu'à une quarantaine de kilomètres de profondeur au moins. Le besoin d'apporter des éléments de réponse à ces questions, a stimulé l'utilisation de techniques d'imagerie récentes, dites *quantitatives*, qui constituent le cœur du présent travail.

Problématique : vers une imagerie quantitative

Les données de sismique réflexion multitrace (SMT) et réflexion/réfraction grand-angle (SGA) contiennent deux types d'information : le temps de trajet et les amplitudes des ondes enregistrées par des capteurs. Les traitements sismiques conventionnels de la

SMT exploitent essentiellement l'information contenue dans les temps de trajet et permettent de mettre en évidence les discontinuités du milieu et les différents faciès sismiques sur des images en temps. Ces images sont la base de l'interprétation géologique et structurale d'un profil sismique. Dans ce cas, on parle d'imagerie *qualitative*. Les traitements sismiques conventionnels de la SGA exploitent également l'information contenue dans les temps de trajet (e.g. tomographie des temps des premières arrivées) et fournissent une image de basse résolution de la structure de vitesse du sous-sol. Or, au cours des vingt dernières années, le développement théorique et technologique a ouvert la porte à la mise au point de méthodes spécifiques qui exploitent davantage la richesse véhiculée par les sismogrammes (i.e. les variations d'amplitude des ondes). Parmi ces méthodes, on trouve les méthodes de migration/inversion en profondeur, qui permettent d'extraire des informations sur la géométrie et sur les paramètres physiques du milieu (vitesses de propagation des ondes sismiques, densité, atténuation, etc). On parle, alors, d'imagerie *quantitative*. Mon travail de thèse concerne l'application de cette méthodologie d'imagerie fine et quantitative pour mieux comprendre la complexité géologique de la zone de subduction d'Équateur-Colombie. Une introduction spécifique sera dédiée à l'état de l'art sur les méthodes d'imagerie sismique et sur les avancées méthodologiques mises en œuvre dans cette thèse (chapitre 3).

Objectifs scientifiques

Mon travail de thèse se propose d'étudier les processus géodynamiques de la zone de subduction d'Équateur-Colombie via une imagerie fine et quantitative en profondeur à trois niveaux : l'imagerie superficielle ($\sim 0-2$ km), l'imagerie à profondeur intermédiaire ($\sim 2-10$ km) et l'imagerie profonde ($\sim 10-30$ km). J'utilise des données de SMT qui sont bien adaptées pour imager des réflecteurs superficiels et intermédiaires et des données de sismique grand-angle (SGA) qui permettent d'imager les niveaux plus profonds.

Chacun des ces niveaux présente des objets géologiques d'intérêt (figure 1). Pour la partie superficielle, le BSR (Bottom Simulating Reflector), interprété comme la base du domaine de stabilité des hydrates de gaz, se situe à quelques centaines de mètres sous le fond marin [Ginsburg, 1998]. Je réalise une cartographie fine des propriétés physiques du BSR pour quelques cas représentatifs, dans le but de mieux comprendre la circulation des fluides, d'identifier la présence des failles qui perturbent localement le BSR, de quantifier la proportion d'hydrate de gaz dans les sédiments et de gaz piégé sous la couche d'hydrates.

A des profondeurs moyennes, je m'intéresse au chenal de subduction. Il constitue la limite mécanique ductile entre la plaque chevauchante et la plaque plongeante. J'effectue une cartographie fine et quantitative des propriétés physiques du décollement interplaque, qui constitue la limite supérieure du chenal de subduction, et du toit de la croûte océanique, correspondant à sa limite inférieure, pour mieux comprendre le rôle de la circulation et du piégeage des fluides et des variations lithologiques et pour intégrer ces informations dans leur contexte géodynamique.

Le niveau profond est étudié en avec deux approches adaptées à la profondeur et à la complexité de l'objet géologique d'intérêt : (1) via une approche intégrée qui exploite les

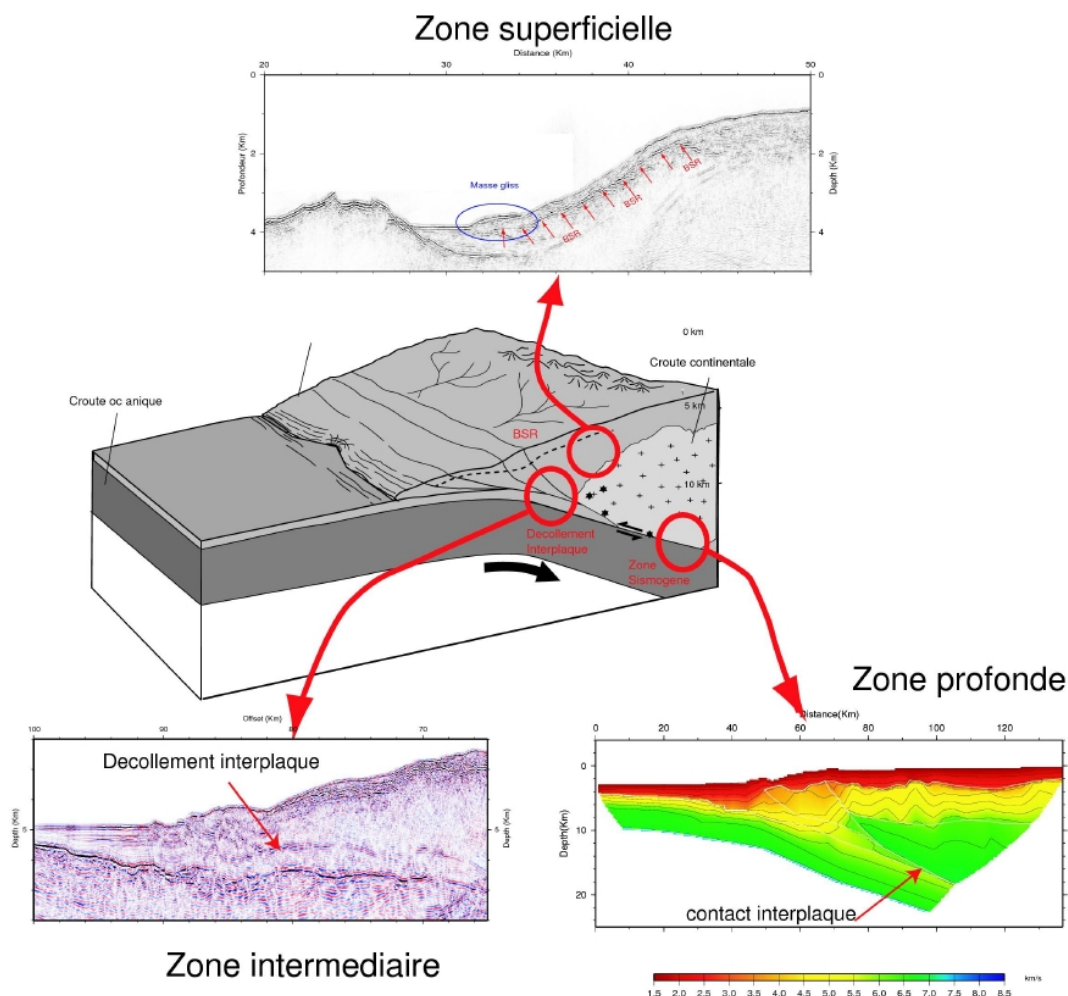


FIG. 1 – Les trois objectifs géologiques principaux de mon travail de thèse sont : (a) l'imagerie de la zone superficielle (0-2 km), où l'objet géologique d'intérêt est le BSR. (*En haut*) Zoom sur l'image migrée du profil SIS-54, où le BSR peut être mis en relation avec un glissement sous-marin. (b) La zone intermédiaire (2-10 km), où l'on s'intéresse au décollement interplaque. (*En bas à gauche*) Image migrée du front de subduction sur le profil SIS-72. (c) La zone profonde (10-30 km) où j'étudie la zone sismogène. (*En bas à droite*) Le modèle de vitesse en couches, issu de la modélisation combinée des données SMT et SGA du profil SIS-44.

données SMT et SGA pour accéder aux caractéristiques à petite échelle de la *splay fault*, du contact interplaque (incluant la zone sismogène) et du Moho. Cette approche permet d'obtenir une image migrée en profondeur de haute résolution et complète du niveau superficiel au profond. Cette phase exploite à la fois les temps de trajet et les amplitudes des ondes sismiques. (2) À partir des données SGA, dans le but d'identifier, d'une part, les caractéristiques à grande échelle des structures les plus profondes de la zone de subduction, notamment la géométrie du Moho et de la zone interplaque et, d'autre part, la présence d'anomalies de vitesse de grande taille qui pourraient être mises en relation avec les zones

d'aspérité interplaque. Cette phase exploite exclusivement l'information contenue dans les temps de trajet.

Pour atteindre ces objectifs, j'ai réalisé l'application, l'adaptation et le développement de certains algorithmes d'imagerie multi-échelle appropriés aux données SMT et SGA. Les données SMT sont traitées avec des algorithmes d'imagerie fine (migration avant sommation en amplitudes préservées [Jin et al., 1992, Lambaré et al., 1992, Thierry et al., 1999b]) afin d'obtenir des modèles de haute résolution de la structure superficielle et intermédiaire. Le modèle de référence est obtenu à partir de différentes approches que je détaillerai dans §3.3. Ce modèle est corrigé par une méthode itérative qui utilise les résultats de la migration [Al-Yahya, 1989] §[3.3.1]. Les données SGA sont traitées avec des algorithmes de modélisation directe [Zelt and Smith, 1992] et inverse [Ravaut, 2003, Korenaga et al., 2000] qui fournissent des modèles de la structure profonde de grande longueur d'onde.

Cadre scientifique

Pour plusieurs raisons, l'UMR Géosciences Azur a été un laboratoire d'accueil privilégié qui a permis le déroulement de mon travail de thèse :

(1) l'UMR a désiré renforcer son *programme de recherche* sur l'instabilité gravitaire de la couverture sédimentaire, en regroupant des compétences diverses, à caractère géodynamiques et méthodologiques. (2) La recherche sur les *marges convergentes*, combinant des approches différentes, est actuellement très active au sein de Géosciences Azur : une première approche consiste à analyser la dynamique de la subduction à l'échelle de la marge à partir de modélisations physiques et numériques (équipe de A. Chemenda). La deuxième approche, basée sur la sismique, est davantage orientée vers l'étude de la zone sismogène à des profondeurs de l'ordre de 10 à 30km (données des campagnes SISTEUR et SALIERI-Jean-Yves Collot - Philippe Charvis). L'étude de la déformation du prisme d'accrétion et du *rôle des fluides* dans cette déformation complèterait utilement ces deux approches par des observations à une nouvelle échelle (Jean Mascle).

(3) L'UMR Géosciences Azur rassemble aussi un groupe de chercheurs autour d'outils de *tomographie sismique* (A. Ribodetti, J. Virieux, S. Operto, S. Gaffet, et plusieurs étudiants en thèse). Par son volet, en partie, méthodologique, ma thèse s'est intégrée aussi dans ce groupe de réflexion.

Enfin la dernière raison qui a facilité mon travail à Géosciences Azur a été le *potentiel technique* du laboratoire, en particulier les facilités de calculs, avec la création en 2002 d'un *cluster de PC Linux* qui m'a permis de réaliser plusieurs de mes applications dans un temps de calcul raisonnable (e.g. migration/inversion d'un profile SMT standard en ~ 24 heures).

Chapitre 1

La marge convergente d'Equateur-Colombie

1.1 Notions générales

La thématique développée dans ce travail se situe dans l'axe de recherche *marges convergentes*. Dans ce paragraphe je vais introduire, très brièvement, certains concepts fondamentaux qui seront utilisés dans ce manuscrit. Dans les chapitres suivants, au fur et à mesure que la zone de subduction du niveau superficiel au profond sera analysé, ces notions seront approfondies et illustrées. Pour une vision plus détaillée des savoirs multidisciplinaires sur les zones de subduction, voir les articles de synthèse de [Spence, 1987, von Huene and D.Scholl, 1991, Stern, 2002] et la référence en langue française [Lallemand, 1999].

Une zone de subduction est l'enfoncement tridimensionnel d'une plaque lithosphérique, que l'on désigne par le terme de *plaque plongeante*, sous une autre, que l'on nomme *plaque chevauchante*, le long d'une frontière dont la partie plus superficielle est appelée *marge convergente*. Si la plaque plongeante est de type continental, on parle de collision (e.g les Alpes). La subduction est le phénomène dominant de la dynamique de l'intérieur de la terre qui permet le recyclage de la lithosphère océanique dans le manteau et éventuellement la formation des roches plutoniques et volcaniques qui entrent dans la composition de la plaque continentale. Du point de vue de la morphologie superficielle, les zones de subduction sont marquées par une *fosse océanique profonde* et un *arc volcanique*.

Environ 80% de l'énergie sismique totale du globe est libérée dans les zones de subduction [Pacheco and Sykes, 1992]. L'activité sismique se produit depuis la surface jusqu'à quelques centaines de kilomètres de profondeur. Mon travail est concentré sur les séismes les plus superficiels dont la profondeur varie d'une zone de subduction à l'autre, se situant entre ~ 5 et 40 km en moyenne. La nucléation de ces séismes est produite le long de la **zone sismogène** du contact interplaque. Lorsqu'ils s'enfoncent, les sédiments et les roches à la limite entre les plaques sont compactés, déshydratés et ils subissent des changements de composition qui entraînent des variations mécaniques de la rupture sismique. Ainsi, deux zones à glissement stable (asismique) caractérisées par une déformation ductile encadrent la zone sismogène [Byrne et al., 1988] : une en surface, constituée de matériaux meubles

et peu consolidés et l'autre en profondeur qui semble être contrôlée principalement par la température [Ruff and Tichelaar, 1996, Hyndman et al., 1997].

Depuis le début du 20ème siècle, la chronologie de la rupture sismique a été proposée via le modèle du **cycle sismique**. Le mouvement des plaques le long du contact inter-plaque n'est généralement pas continu : le glissement reste bloqué pendant de longues périodes (période *intersismique*). La région de la faille bloquée subit une déformation élastique progressive ; d'une certaine manière la faille se charge jusqu'à ce qu'elle cède et coulisse brutalement sur toute sa surface : c'est la rupture sismique ou *cosismique*, qui relâche ainsi les contraintes tectoniques, et retablit l'équilibre de déplacement par rapport au mouvement relatif des plaques. Puis la faille, de nouveau bloquée, se recharge, et le cycle sismique recommence (voir par exemple [Madariaga and Perrier, 1991]).

L'état de stabilité du glissement entre les plaques est très variable d'une zone de subduction à l'autre. Une des tentatives pour le quantifier est le **coefficient de couplage sismique** (χ) [Pacheco et al., 1993, Scholz and Campos, 1995] qui est défini comme le rapport entre le glissement instable (cosismique) sur le glissement total (cosismique + intersismique) pour un segment d'une zone de subduction. Il varie entre $[0,1]$ Si $\chi = 1$ la zone de subduction est complètement bloquée et le glissement ne se produit que lors des grands séismes. Par contre, si $\chi = 0$ la zone de subduction n'accumule pas d'énergie élastique et elle est asismique. La plupart des zones de subduction sont partiellement stables et elles sont donc situées entre ces deux extrémités.

Actuellement on classe le régime tectonique de la marge convergente en deux types [von Huene and D.Scholl, 1991, Lallemand, 1999] :

(1) **La subduction-accrétion** (ou accrétion tectonique) quand des matériaux de la fosse ou de la plaque plongeante sont ajoutés à la plaque chevauchante produisant la croissance de la marge. Ce régime tectonique dépend de deux mécanismes : d'une part l'accumulation des sédiments portés par la plaque plongeante au front de la plaque chevauchante, ce qui avec le temps constitue un bourrelet sédimentaire frontal ou *prisme d'accrétion* ; d'autre part, l'adjonction des sédiments plaqués à la base de la marge, correspondant au phénomène de *souplacage*.

(2) **La subduction-érosion** (ou érosion tectonique) quand du matériel est arraché au front ou à la base de la plaque plongeante et entraîné en profondeur. Les mécanismes évoqués pour expliquer l'érosion tectonique sont l'effondrement gravitaire de la pente de la marge, l'entrée en subduction des hauts topographiques (monts sous-marins, voir par exemple [Dominguez et al., 2000]) et l'hydrofracturation et détachement des matériaux de la base de la marge (voir [Pichon et al., 1993]). Cependant, les indices pour son identification sont moins évidents que dans le cas de la subduction-accrétion [Lallemand et al., 1992]. L'évidence la plus solide de l'érosion tectonique est la forte subsidence de certaines marges (e.g. la marge du Pérou [von Huene and Lallemand, 1990], l'Amérique Centrale [Ranero and von Huene, 2000, Vannucchi et al., 2003, Vannucchi et al., 2004] ou au Chili [von Huene and Ranero, 2003]).

Le régime tectonique des marges convergentes peut varier sur plusieurs phases d'accrétion et d'érosion [von Huene and Ranero, 2003]. Il a été suggéré que ces changements sont liés à des variations dans la flexure de la plaque plongeante, dans la vitesse de

convergence [von Huene and Ranero, 2003] ou encore dans l'apport sédimentaire dans la fosse. Il a été proposé que l'accrétion au front de déformation et l'érosion basale peuvent coexister [Lallemant et al., 1994, von Huene and Ranero, 2003], où le régime dominant est défini par la dynamique des deux processus.

1.2 Cadre géodynamique

La zone de subduction d'Equateur-Colombie est la partie la plus septentrionale de la marge andine et s'étend entre le Golfe de Guayaquil (lat 3.5°S) et la zone transformante du Sud de Panama (lat 7°N) [Taboada et al., 2000, Gutscher et al., 1999, Barazangi and Isaacks, 1976]. Elle est située dans un cadre géodynamique complexe, caractérisé par l'interaction de trois plaques lithosphériques : les plaques Amérique du Sud, Nazca et Caraïbe. Les mesures géodésiques par GPS indiquent une vitesse de convergence Est-Ouest d'environ 55 mm/an entre la plaque Nazca et la plaque Amérique du Sud [Trenkamp et al., 2002]. L'interaction entre le point chaud de Galápagos et la dorsale Cocos-Nazca a laissé comme empreinte un ensemble de rides volcaniques parmi lesquelles on peut souligner les deux rides majeures : Carnegie et Cocos qui entrent actuellement en subduction, respectivement sous la marge équatorienne et de l'Amérique Centrale.

1.3 Histoire des accrétions des terrains allochtones à l'Ouest de la Colombie

L'Ouest de la Colombie a subi une série d'accrétions de terrains d'origines diverses, incluant des fragments de croûte océanique, d'arcs insulaires, et même des fragments continentaux [Pindell and Barret, 1990, Cáceres et al., 1997, Kerr and Tarney, 2005]. Les arcs insulaires ont été générés par la subduction intraocéanique de la plaque Farallon. Les terrains d'affinité océanique sont présents dans la partie nord-ouest de la plaque d'Amérique du Sud et le long de l'Amérique Centrale. La géochimie de ces terrains les associe à la plaque Caraïbe. Tous ces matériaux sont datés à ~ 90 Ma et se sont vraisemblablement formés comme un seul plateau océanique à proximité du point chaud de Galápagos. Ce plateau unique a été nommé la Province Colombie-Caraïbe. D'après cette interprétation, le mouvement vers le nord-est de la plaque Farallon a entraîné ce plateau jusqu'à la zone de subduction proto-andine très peu de temps après sa formation où il est rentré en collision avec le craton. Des études paléomagnétiques récentes [Kerr and Tarney, 2005] suggèrent qu'un deuxième plateau associé aux matériaux datés de ~ 90 Ma de l'île Gorgona viendrait d'une source différente, probablement du Pacifique Sud, et serait rentré en collision avec la marge colombienne vers 45 Ma. Un second épisode magmatique du point chaud de Galápagos pourrait avoir eu lieu vers 76 Ma [Sinton et al., 1998], qui correspond à l'âge daté pour des matériaux de la Serranía del Baudó, accrétés il y a ~ 15 Ma à la portion nord de la marge colombienne. On mettra en relation ces terrains allochtones avec les zones d'aspérité sismologique au chapitre 6.

Il y a 27 Ma, la naissance de la dorsale Cocos-Nazca entraîne une diminution de

l'obliquité de la subduction par rapport à la côte de l'Amérique du Sud. Ce changement majeur conduit à l'arrêt des processus d'accrétion de la croûte océanique au sud-ouest de la Colombie et à la reprise de la subduction océanique. Finalement, pendant le Plio-Pleistocène la Ride de Carnegie entre en subduction sous la côte équatorienne, entraînant des phénomènes de surrection et l'apparition des bassins avant-arc d'Équateur. Par ailleurs, le magmatisme lié à la subduction joue un rôle important dans l'évolution tectonique et géodynamique de la zone. Pendant le Paléogène, ce magmatisme est constamment actif à l'Ouest de la Colombie. La plaque Farallon, plus âgée au niveau de la fosse que l'actuelle plaque Nazca, présentait sans doute un plan de subduction (*slab*) plus penté [Duncan and Hargraves, 1984]. Par conséquent, l'arc magmatique est situé, à cette époque, plus à l'Ouest, au-dessous de l'actuelle Cordillère Occidentale. Ceci explique que les fragments océaniques accrétés sont affectés par ce magmatisme. Avec l'apparition de la plaque Nazca et sa subduction sous la marge colombienne, l'arc magmatique se décale progressivement vers l'Est, jusqu'à sa position actuelle, sous la Cordillère Centrale.

1.4 Les grands séismes de subduction

La partie centrale de cette zone de subduction est l'un des meilleurs exemples de la segmentation de la rupture des grands séismes de subduction [Ruff, 1996]. En 1906, un séisme de magnitude Mw 8.8 a eu une longueur de rupture estimée de 500 km [Kelleher, 1972]. Dans un deuxième cycle sismique, la surface de rupture de ce séisme a été reprise par une séquence de trois grands séismes contigus : en 1942 (Ms 7.9), 1958 (Ms 7.8) et 1979 (Mw 8.2) [Beck and Ruff, 1984] (figure 1.1). Généralement, la rupture d'un séisme n'est pas un processus homogène sur le plan de faille. Ainsi, on appelle aspérité sismologique le secteur du plan de rupture où se produit le plus grand déplacement co-sismique (correspondant à la plus grande libération du moment sismique) [Kanamori, 1981]. La limite entre les séismes de 1942 et 1958 coïncide avec une aspérité sismologique. De même, la fonction source du séisme de 1979 montre clairement une aspérité, longue d'environ 60 km [Beck and Ruff, 1984] (figure 1.1). Bien que ces aspérités puissent être reconnues à partir de la modélisation des données sismologiques, leur nature physique et géologique reste largement méconnue.

Date	Mw	Lat.	Long.	Références
31 janvier 1906	8.8	1,00°N	81,5° O	[1], [2], [3]
14 mai 1942	7.9	0,01°N	80.39° O	[2], [3], [4]
19 janvier 1958	7.8	1,14°N	79,59°O	[2], [3], [4]
12 dcembre 1979	8.1	1,58°N	79,39°O	[4], [5], [6]

TAB. 1.1 – Grands séismes de subduction. Références 1 : [Gutenberg and Richter, 1959], 2 : [Kelleher, 1972], 3 : [Geller and Kanamori, 1977], 4 : [Mendoza and Dewey, 1984], 5 : [Herd et al., 1981], 6 : [Beck and Ruff, 1984]

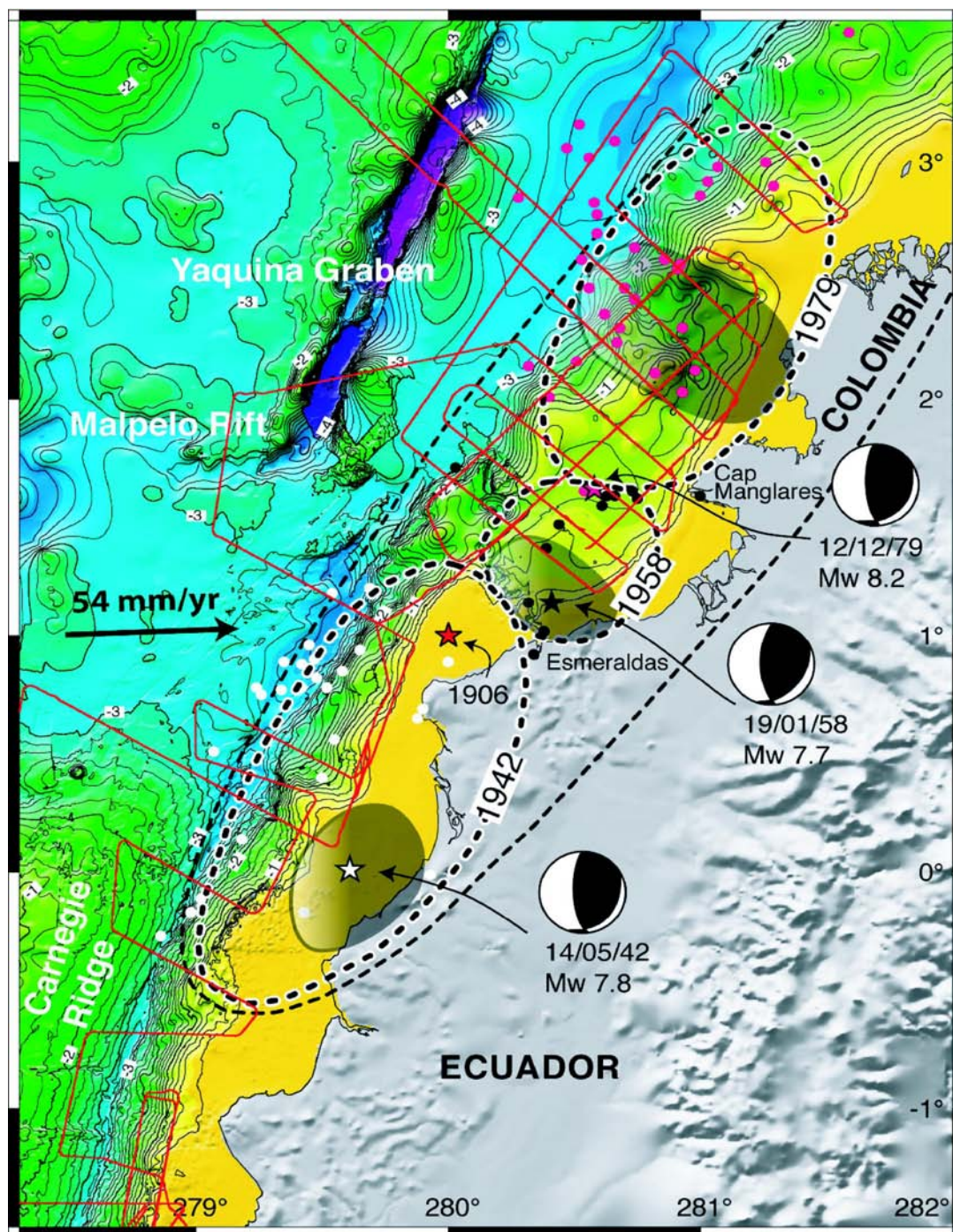


FIG. 1.1 – Carte de localisation des zones de rupture des grands séismes entre le nord de l'Equateur et le sud-ouest de la Colombie (ellipses en pointillé) adaptée de [Collot et al., 2004]. Sont représentés : les épicentres (étoiles), les répliques relocalisées pendant trois mois et de $M_b > 4.8$ (points blancs, noirs et rouges) [Mendoza and Dewey, 1984], les aspérités sismologiques (zones en gris foncé) et les mécanismes au foyer [Kanamori and Given, 1981, Kanamori and McNally, 1982, Swenson and Beck, 1996, Herd et al., 1981, Beck and Ruff, 1984]

1.5 La segmentation de la marge nord-équatorienne /Sud- colombienne (Marcaillou, 2003 ; Collot, 2004)

La marge Nord-équatorienne/Sud-colombienne présente des segments aux caractéristiques morpho-tectoniques, thermiques et sismologiques différentes [Marcaillou, 2003, Collot et al., 2004]. Ces segments sont séparés par des failles crustales transverses. Les quatre segments, du Nord au Sud, sont :

1. Le segment de Patia, caractérisé par la présence d'un prisme d'accrétion large de $\sim 30-35$ km, et composé d'un prisme ancien et d'un prisme actif (agé de ~ 1 Ma) malgré un remplissage sédimentaire de fosse peu épais (~ 1.5 km). Dans ce segment, la marge est épaisse (~ 10 km) et a subi un raccourcissement à partir de ~ 15 Ma, particulièrement intense entre $\sim 5-1$ Ma. Cette dernière période est marquée par l'arrêt de l'accrétion et, vraisemblablement, une phase d'érosion du prisme ancien. Dans ce segment se situe le profil SIS-40 sur lequel j'ai étudié la zone superficielle. Cette étude sera détaillée dans le chapitre 4.

2. Le segment de Tumaco, partie nord du réentrant de Tumaco, zone où la marge est profonde (800-1000 m). Dans cette zone la marge présente des indices clairs de raccourcissement et de surrection. Le remplissage sédimentaire au niveau du front de déformation est épais (3.1 - 4 km) mais seulement un prisme naissant (~ 0.5 Ma) se développe dans le nord du segment. Le segment de Patia et de Tumaco sont dans la zone de rupture du séisme de 1979. Le segment de Tumaco et le segment de Manglares sont séparés par une faille crustal majeur, la faille de Manglares. Ce dans ce segment zone qui est localisée l'aspérité sismologique du séisme de 1979, étudié dans §6.3.

3. Le segment de Manglares, partie sud du réentrant de Tumaco, a des caractéristiques très similaires au segment de Tumaco, or, l'absence d'accrétion active et la présence d'un bloc frontal, dénommé OBH (figure 1.2), qui culmine à 700 m de profondeur, le distinguent. Ce segment a subi une forte subsidence entre ($\sim 8 - 15$ Ma) qui peut indiquer une phase d'érosion basale. Une *splay fault* a été interprété dans le segment de Manglares qui va être étudié dans le chapitre 6. Le segment de Manglares coïncide géographiquement avec la zone de rupture du séisme de 1958.

4. Le segment d'Esmeraldas, caractérisé par un bassin d'avant-arc peu profond (100m), une pente externe très raide. Le socle est fin (1.8-2.7 km) et le remplissage sédimentaire de fosse est fin (~ 1 km).

1.6 Conclusions

La marge Nord-Équateur-Sud Colombie ($0^{\circ}-3.5^{\circ}$ N) a subi quatre grands séismes durant le XX siècle. En 1906, un séisme de magnitude Mw 8.8 a eu une longueur de rupture estimée de 500 km. Dans un deuxième cycle sismique, la surface de rupture de ce séisme a été reprise par une séquence de trois grands séismes contigus : en 1942 (Ms 7.9), 1958 (Ms 7.8) et 1979 (Mw 8.2). Cette marge est segmentée par des failles crustales transverses : les failles d'Esmeraldas et de Manglares. Elle a globalement subi une déformation compressive

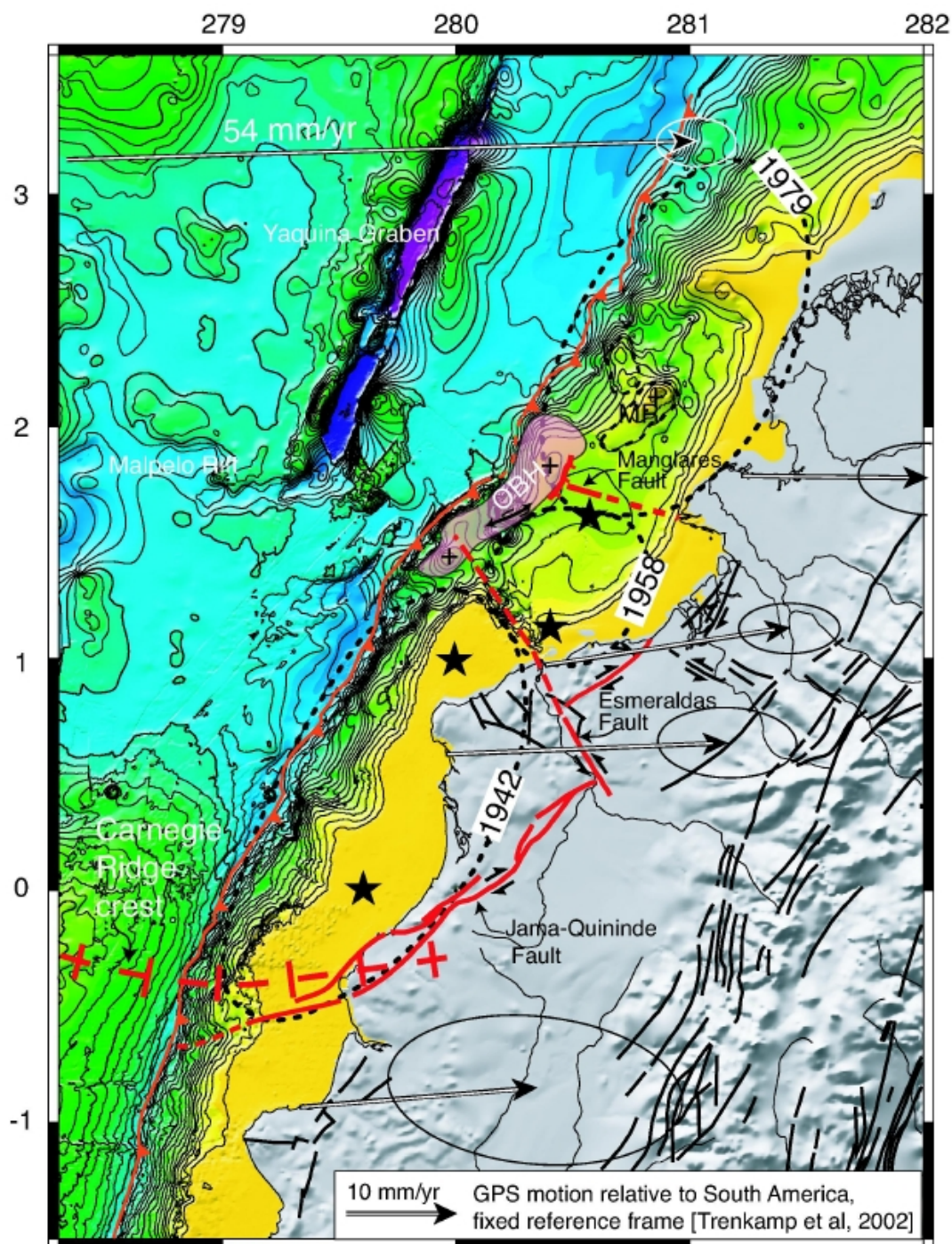


FIG. 1.2 – Rélation entre les structures qui limitent les différents segments de la marge et les zones de rupture des grands séismes [Collot et al., 2004]. Les croix représentent le sommet de la ride de Carnegie, qui marque la prolongation de la faille Jama-Quinde et l'extrémité au Sud de la zone de rupture du séisme de 1942. La zone de rupture du séisme de 1958 est limitée par le bloc frontal OBH à l'Est, la faille d'Esmeraldas au Sud et la faille de Manglares au Nord.

qui reste active au nord de la faille de Manglares tandis que elle s'est arrêtée au Sud. Le socle dans cette région semble avoir subi une érosion tectonique important. L'accrétion semble se propager du nord vers le sud. La localisation des zones de rupture des séismes montrent que les failles transverses limitent la propagation de la rupture sismique et segmentent sismologiquement la marge.

Chapitre 2

Acquisition et données

2.1 Introduction

Dans ce chapitre je présente une synthèse des notions fondamentales de la sismique réflexion et du pré-traitement des données que j'utiliserai pour la migration/inversion en profondeur. Parmi toutes les méthodes géophysiques (e.g. électriques, gravitationnelles, magnétiques ou thermiques) la sismique offre la meilleure résolution pour l'imagerie de la structure interne de la Terre. L'importance de la sismique dans le milieu académique et industriel s'accroît progressivement et constitue aujourd'hui l'outil principal d'exploration et prospection du sous-sol.

2.2 Acquisition

2.2.1 Le principe de la sismique réflexion multitrace

Les ondes sismiques sont des déséquilibres passagers du champ de contraintes, qui se propagent dans un milieu. La sismologie d'exploration ou *sismique*, met en jeu trois éléments principaux : une *source contrôlée* où est libérée l'énergie sismique qui engendre des ondes sismiques, le *milieu de propagation* dans lequel les ondes sismiques sont réfléchies, réfractées ou diffractées, et des *capteurs* où elles sont enregistrées. La sismique réflexion s'occupe principalement du champ réfléchi et diffracté, c'est-à-dire le champ qui est renvoyé par les hétérogénéités du milieu (réflecteurs ou points diffractants). Dans la sismique réflexion marine, les capteurs sont des hydrophones, qui enregistrent les variations de pression dans l'eau, appelées signaux acoustiques. Une trace sismique est la série de valeurs numériques (*amplitudes*) espacées par un intervalle de temps constant ou *pas d'échantillonnage*, mesurées par un (ou un groupe d') hydrophone(s).

La technique d'acquisition la plus utilisée en sismique réflexion est la géométrie en **CMP** (*Common-midpoint*, c'est-à-dire point commun de réflexion, figure 2.1). En mer, la pratique la plus habituelle est de disposer un grand nombre de capteurs sur une ligne (*flûte sismique*) trainée à la même vitesse que la source sismique derrière un navire. Généralement, la distance entre les tirs est un multiple entier de la distance entre

récepteurs (figure 2.2). L'avantage majeur de cette géométrie d'acquisition est qu'elle permet la redondance des données, ce qui améliore la qualité du signal. La redondance est quantifiée par la *couverture multiple* qui correspond au nombre de fois où le même point (CMP) est éclairé par des tirs différents (figure 2.1). Étant donné que la moyenne du bruit aléatoire est zéro, la somme des traces d'une collection correspondant au même CMP renforce les amplitudes des signaux et augmente le rapport signal sur bruit (S/B).

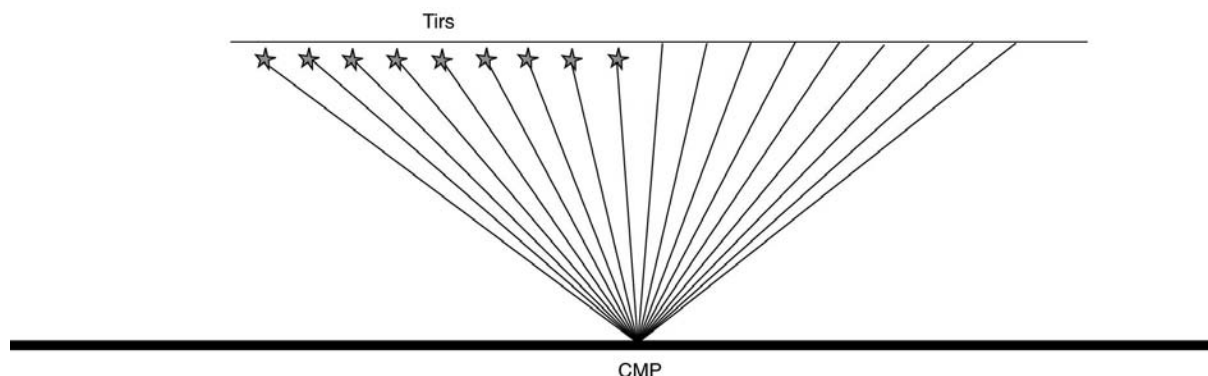


FIG. 2.1 – Un CMP est un concept géométrique qui permet de grouper les réflexions communes à un groupe de tirs

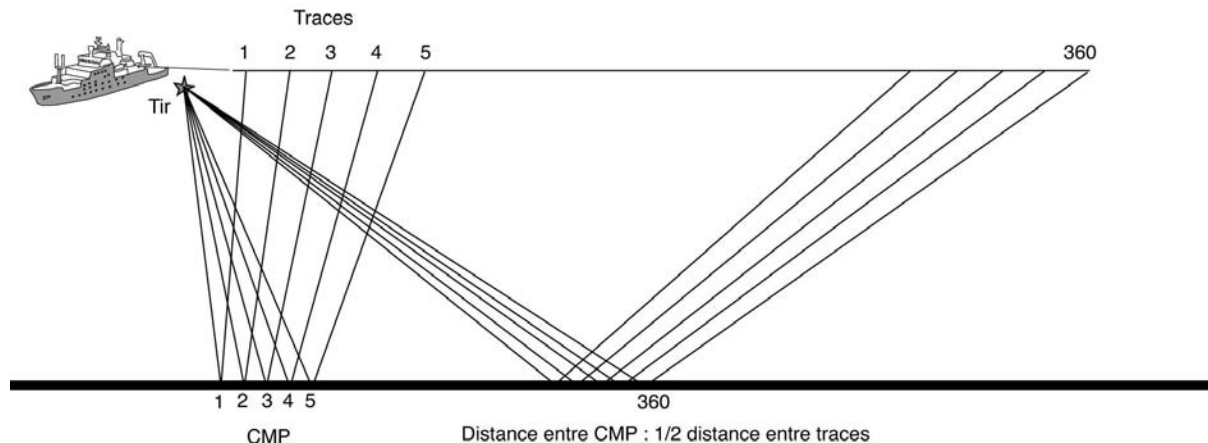


FIG. 2.2 – Exemple de l'acquisition d'un tir (pour l'acquisition SISTEUR qui sera décrite par la suite)

En raison de la géométrie d'acquisition et du contenu fréquentiel de la source, on introduit la notion de résolution de l'image sismique qui est une mesure de la proximité minimale entre deux événements pour qu'ils soient encore séparables. En d'autres termes, c'est la taille maximale des hétérogénéités détectables. On peut distinguer deux types de résolution : la résolution verticale ou temporelle, et la résolution horizontale ou latérale (figure 2.3). La première dépend essentiellement de la longueur d'onde dominante de l'ondelette source propagée. Cette longueur d'onde tend à augmenter avec la profondeur à cause de l'atténuation préférentielle des hautes fréquences. La résolution latérale est

la taille maximale d'une discontinuité horizontale détectable et, dans le cas d'une seule trace, dépend principalement de la première zone de Fresnel. La zone de Fresnel correspond à l'intersection entre une onde sphérique et un plan (figure 2.3), pourvu que l'onde sphérique ait pénétré le plan d'une demie-longueur d'onde [Claerbout, 1986, page 19]. Il faut prendre en compte que dans le cas de la migration avant sommation la résolution spatiale est meilleur que la première zone de Fresnel [Beylkin et al., 1985, Vermeer, 1999]. Ces deux mesures de la résolution peuvent être estimés à partir des équations suivantes [Yilmaz, 2001, pages 1801-1807] :

$$r_v = \frac{\lambda}{4v_p} \qquad r_l = \frac{v_p}{2} \sqrt{\frac{t}{f}} \quad (2.1)$$

Où r_v est la résolution verticale, r_l la résolution latérale, λ la longueur d'onde dominante de l'onde sismique, v_p la vitesse moyenne de propagation d'onde P du milieu, t le temps d'arrivée (*two way travel time*) et f la fréquence dominante.

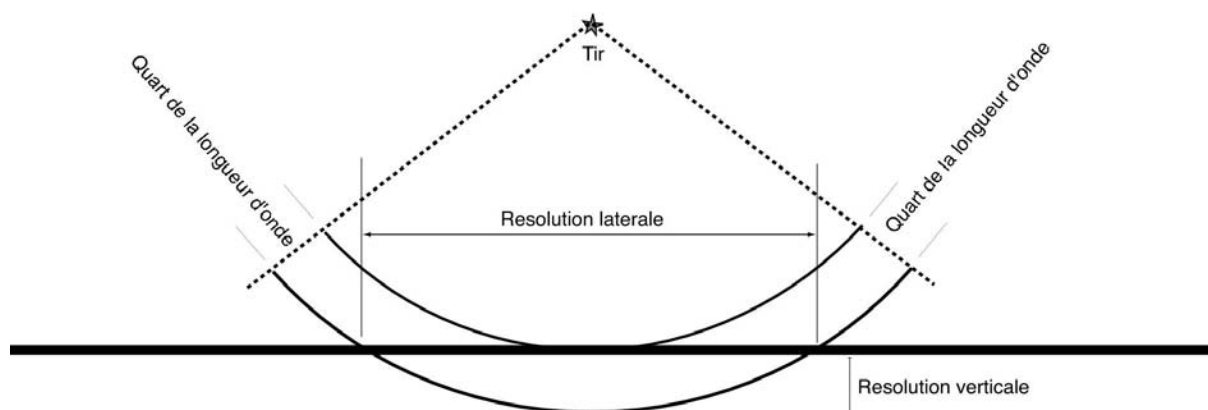


FIG. 2.3 – La résolution latérale et horizontale à offset nul

Toute expérience sismique suit trois étapes principales : l'acquisition des données sismiques, le traitement de ces données et l'interprétation.

2.2.2 L'acquisition des données SMT : Les campagnes de géophysique marine SISTEUR (2000) et SALIERI (2001)

La structure de la zone de subduction d'Équateur-Colombie est restée peu étudiée jusqu'à très récemment, quand deux campagnes de géophysique marine ont été réalisées : la campagne SISTEUR (septembre-octobre, 2000) où 73 profils de *sismique réflexion multitrace (SMT)* et 9 profils de *sismique réflexion/réfraction grand-angle (SGA)* ont été acquis sur le N.O. *Nadir* de Genavir/Ifremer et le B.O. Orión de la Marine de l'Équateur [Collot et al., 2001, Collot et al., 2002]. Six profils SGA additionnels ont été collectés durant la campagne SALIERI sur la R.V. *Nadir* de Geomar, Allemagne (août, 2001).

Le dispositif source de la campagne SISTEUR (tableau 2.1) était composé d'un réseau de 12 canons à air. Ce système consiste à libérer soudainement de l'air à haute pression sous l'action d'un piston. L'air forme une bulle qui oscille au cours de sa remontée

vers la surface. Les canons sont synchronisés de façon à ce que l'interférence constructive du signal s'obtienne à la deuxième oscillation, dans le mode connu sous le nom de *monobulle* [Avedik et al., 1996]. La position et le temps de chaque tir sont repérés par GPS.

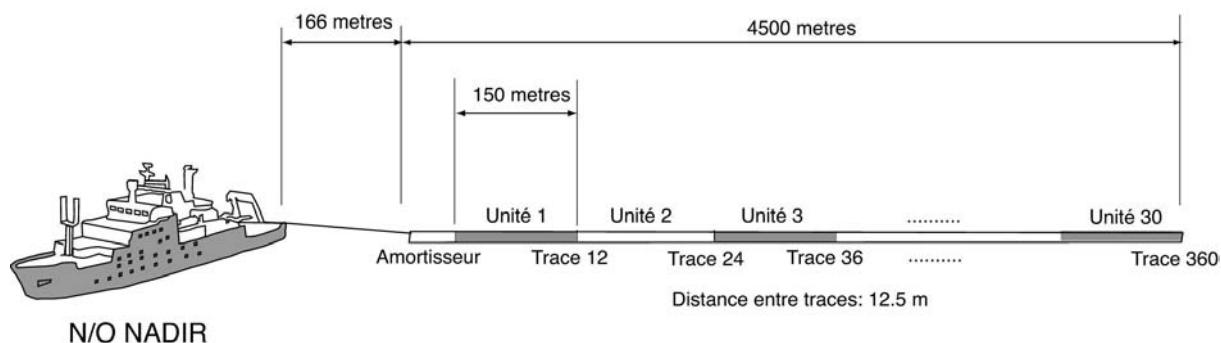


FIG. 2.4 – Paramètres d'acquisition de la SMT durant la campagne SISTEUR.

Type de source	Canons à air
Volume total d'air	45 L
Pression de l'air libéré	14 MPa (140 bars)
Distance entre tirs	50 m
Profondeur des tirs	10 m
Energie libéré par tir	$\sim 6.0 \text{ e}+05 \text{ N.m}$
Fréquence source	13 -18 Hz

TAB. 2.1 – Paramètres de la source SMT de la campagne SISTEUR

Les hydrophones du système récepteur sont répartis dans une flûte de 4500m de long, subdivisé en 360 traces (figure 2.4). Une trace de 12.5 m est la somme des enregistrements de 12 hydrophones. La profondeur de la flûte est contrôlée grâce à un système de 16 avions (espacés de 24 traces). Pendant la campagne, les dernières 12 traces de la flûte ont été coupées par un bateau de pêche. Pour cette raison le nombre de traces diminue à partir du profil 31.

Type de acquisition	Sismique 2D
Longueur total	4 500 m
Profondeur d'inmersion	15 m
Nombre de traces	360 (profils 1-31) et 348 (profils 32-73)
Distance entre traces	12.5 m
Pas d'échantillonnage	0.004 s
Longueur trace	15 s

TAB. 2.2 – Paramètres de la flûte sismique de la campagne SISTEUR

Les paramètres d'acquisition permettent donc une couverture 45 (profils 1-31) ou 43 (profils 32-73). La fréquence de Nyquist est de 125 Hz. Les résolutions verticale (r_v)

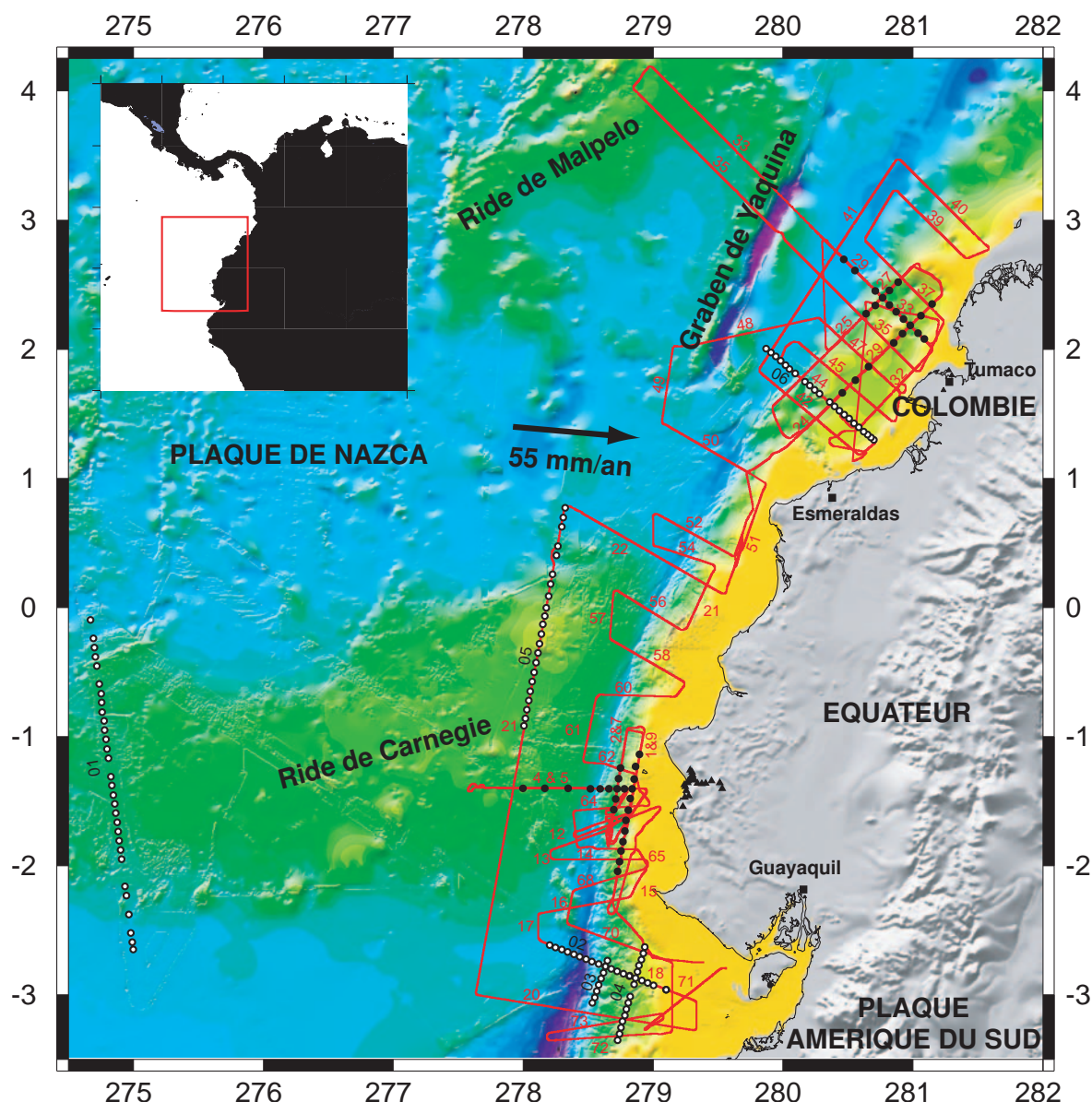


FIG. 2.5 – Carte bathymétrique avec la localisation des 73 profils SMT de la campagne SISTEUR (lignes et numéros en rouge), la position des OBS des campagnes SISTEUR (cercles noirs pleins) et SALIERI (cercles noirs vides). La numérotation des profils SALIERI est présentée en nombres noirs. Les stations sismologiques à terre sont présentées avec des triangles noirs.

et latérale (r_l) estimées pour différentes fréquences dominantes (f), temps d'arrivée (t) et vitesses moyennes d'onde P (v_p) sont calculées à partir des équations (2.1) et présentées dans le tableau 2.3.

Ces valeurs de résolution doivent être prises comme valeurs minimales, et une bonne partie du traitement sismique (voir par exemple le post-traitement de la trace migrée, §3.5) a pour but d'obtenir ces valeurs.

$t(s)$	$v_P(m/s)$	$f(Hz)$	$r_v(m)$	$r_l(m)$
3	2000	15	33	447
4	3000	13	58	832
5	4000	11	90	1348
6	5000	10	125	1936

TAB. 2.3 – Résolution verticale et latérale estimées

2.2.3 Le traitement classique des données de sismique réflexion multitrace

Les trois étapes principales de tout traitement des données de sismique sont : la déconvolution, la sommation et la migration [Yilmaz, 2001]. La déconvolution cherche à compresser l'ondelette source vers une impulsion, améliorant donc la résolution verticale. La sommation ajoute l'information de toutes les traces d'un CMP, et utilise la redondance des données pour augmenter le rapport signal sur bruit (S/B). Finalement, la migration, qui sera détaillée dans le chapitre 3, permet d'obtenir la géométrie la plus précise et la plus proche de la structure réelle du sous-sol.

La déconvolution

Avant d'aborder l'opération de déconvolution il est nécessaire d'introduire l'opération inverse : la *convolution*. Pour deux signaux discrets $g[t]$ et $h[t]$, la convolution $g * h$ est définie comme :

$$(g * h)[i] = \sum_{j=1}^m g[j]h[i-j] \quad \text{pour,} \quad i = 1, \dots, n+m-1 \quad (2.2)$$

Dans une première approximation, on peut représenter une trace sismique $x(t)$ comme la convolution de l'ondelette de source $s(t)$ avec une fonction de la réponse impulsionnelle des matériaux du sous-sol $e(t)$. On a alors un modèle convolutionnel simplifié d'une trace sismique :

$$x(t) = s(t) * e(t) \quad (2.3)$$

L'objectif de la *déconvolution* est de minimiser l'effet de la source $s(t)$. Si on suit le modèle simple précédent, on obtient :

$$s^{-1}(t) * x(t) = s^{-1}(t) * s(t) * e(t) \quad \text{et donc,} \quad s^{-1}(t) * x(t) = \delta(t) * e(t) \quad (2.4)$$

$$s^{-1}(t) * s(t) = \delta(t) = \begin{cases} 1 & \text{si } t = 0 \\ 0 & \text{si } t \neq 0 \end{cases} \quad (\text{delta de Kronecker}) \quad (2.5)$$

L'opérateur linéaire $s^{-1}(t)$ est appelé filtre inverse. Comme l'ondelette source est modifiée en profondeur par l'atténuation et la dispersion sphérique, la fonction source $s(t)$ n'est pas connue et le filtre inverse $s^{-1}(t)$ ne peut pas être calculé de façon déterministe. La méthode la plus utilisée pour le calcul du filtre inverse est le filtre de Wiener qui est un opérateur linéaire qui permet la conversion de la fonction source $s(t)$ en n'importe quelle ondelette. Si l'ondelette de sortie est une distribution δ de Kronecker, alors

la déconvolution est appelée *blanchiment* (*spiking deconvolution* en anglais). Si l'ondelette de sortie est la fonction source décalée dans le temps la déconvolution est appelée, *déconvolution prédictive* [Yilmaz, 2001, pages 167-189].

La sommation

L'onde sismique la plus simple est l'onde sphérique. Si on suppose que cette sphère se dilate à une vitesse constante v ; son rayon est une fonction du temps, $r(t) = vt$. Sur un plan vertical, l'intersection de la sphère est un cercle défini par l'équation :

$$r^2(t) = v^2 t^2 = z^2 + h^2 \quad (2.6)$$

Où h est la distance sur l'axe horizontal à partir de la composante horizontale de la source (dénommée l'*offset*), t est le temps de propagation et z la profondeur. Si l'on considère que z est constant, on obtient l'équation d'une hyperbole dans le domaine (offset h , temps t) qui est le plan dans lequel sont enregistrées couramment les données sismiques. C'est-à-dire une onde sphérique (générée par une source ponctuel) est vue comme une hyperbole sur le plan (h, t) .

Si on divise l'équation (2.6) par v^2 ($v \neq 0$) :

$$t^2 = \frac{z^2}{v^2} + \frac{h^2}{v^2} \quad \text{où,} \quad t_0 = \frac{z}{v}$$

$$\text{donc} \quad t^2 = t_0^2 + \frac{h^2}{v^2} \quad (2.7)$$

Où t_0 est le temps de trajet pour $h = 0$ ou *offset nul*. Bien que dans cette équation la vitesse v soit supposée constante, elle peut être utilisée comme une bonne approximation pour un milieu stratifié [Taner and Kohler, 1969]. Par exemple, on peut construire une vitesse v_{rms} qui soit liée aux vitesses v_i et aux temps Δt_i d'une série de couches horizontales $i = 1, 2, \dots, n$ [Claerbout, 2000, chapitre Waves in Strata, pages 12-15] :

$$v_{rms}^2(n) = \frac{\sum_{i=1}^n v_i^2 \Delta t_i}{t(n)} \quad \text{ou} \quad t(n) = \sum_{i=1}^n \Delta t_i \quad (2.8)$$

La vitesse v_{rms} est une bonne approximation de la vitesse v de l'équation (2.7) quand l'offset h est petit par rapport à la profondeur z . A partir de l'équation (2.8) on peut estimer les vitesses d'intervalle v_i pour chacune des couches i :

$$v_i^2 = \frac{v_{rms}^2(n)t(n) - v_{rms}^2(n-1)t(n-1)}{t(n) - t(n-1)} \quad (\text{Équation de Dix}) \quad (2.9)$$

Les traces correspondant au même CMP sont groupées en *collections de CMP*. Pour un milieu à couches horizontales, les événements sur ces traces suivent une géométrie hyperbolique décrite par les équations (2.7) et (2.8). Pour estimer l'hyperbole qui s'ajuste au mieux à un événement particulier, on réalise un spectre des vitesses, qui correspond à une transformation de l'espace (h, t) à l'espace (v, t) . Pour y parvenir, on fait la corrélation normalisée des amplitudes le long des hyperboles déterminées pour les différentes vitesses v et temps t_0 de l'équation (2.7).

La *sommation* des traces sismiques regroupées sur un même CMP est réalisée après sa transformation au temps t_0 (offset zéro). Cette transformation est appelée correction NMO (*normal moveout* en anglais) et consiste à déplacer chaque échantillon de trace $x(h, t)$ au nouveau temps $x(h, t - \Delta t)$ où $\Delta t = t - t_0$ à partir de l'équation (2.7). La correction NMO modifie les fréquences et les amplitudes des traces sommées. Cette correction provoque un étirement (*stretching* en anglais) qui réduit de manière considérable les fréquences des événements peu profonds. Cette distorsion est corrigée en appliquant des fonctions de *mute* pour la zone de large offset et faible profondeur. Un *mute* est une courbe qui divise l'espace (h, t) en deux sous-espaces : dans un des sous-espaces la fonction assigne aux valeurs d'amplitude une valeur constante (généralement zéro), dans l'autre sous-espace les amplitudes ne sont pas modifiées.

2.3 La chaîne de traitement des données SMT

Le traitement des données de SMT a été réalisé sur le logiciel commercial Geovecteur et est résumé sur la figure 2.6. Il faut souligner qu'à différence du traitement conventionnel, le traitement dont nous avons besoin doit *modifier le moins possible les amplitudes* des données qui seront utilisées dans la migration/inversion. Les traces situées à côté des avions sont particulièrement affectées par le bruit. Leur amplitude a été atténuée à partir de 3.0 s. Le filtrage fréquentiel est utilisé pour séparer le signal sismique du bruit de fond. Le bruit peut provenir de l'effet des courants sous-marins sur la flûte sismique, de moteurs d'embarcations, etc. On a appliqué deux filtres passe-bandes de (3,6,50,60) Hz au début et après la déconvolution.

L'objectif de l'atténuation de multiples est de renforcer les signaux primaires masqués par les réflexions multiples (i.e. du fond de la mer ou réverbérations). Les techniques d'atténuation des multiples utilisent leur périodicité ou la différence de vitesse par rapport aux réflexions primaires. Deux antimultiples ont été utilisés : (1) dans le domaine de la fréquence-nombre d'onde : une correction NMO est appliquée avec une légère sur-correction, calculée de manière à ce que les réflexions primaires, de plus haute vitesse, présentent une pente négative, et les multiples, de vitesse plus basse, une pente positive, puis il suffit de réaliser un *mute* de tout le quadrant des pentes positives dans le domaine FK, (2) par la transformée de Radon [Yilmaz, 2001, pages 938-959].

La déconvolution prédictive est effectuée par le module TRITA. La fonction d'auto-corrélation est utilisée pour mesurer la longueur de l'opérateur de déconvolution et la distance de prédiction (GAP). La déconvolution égalise l'espectre, ce qui renforce les hautes fréquences, améliorant la résolution, mais amplifiant parfois le bruit. Le GAP réduit l'efficacité de l'opérateur (les traces déconvoluées sont plus épaisses), mais atténue le bruit induit. J'ai utilisé une longueur d'opérateur de 252 ms [Marcaillou, 2003] avec une valeur de GAP de 36 ms. L'antimultiple et la déconvolution n'étaient efficaces sur les zones profondes (> 5.0 s) qu'avec l'application d'une correction de la divergence sphérique, qui compense la perte d'amplitude du signal liée à l'expansion géométrique du front d'onde (module SDICO). Une fois le traitement des zones profondes terminé, on a effectué une correction de la divergence sphérique inverse. Comme le modèle de vitesse est resté constant on

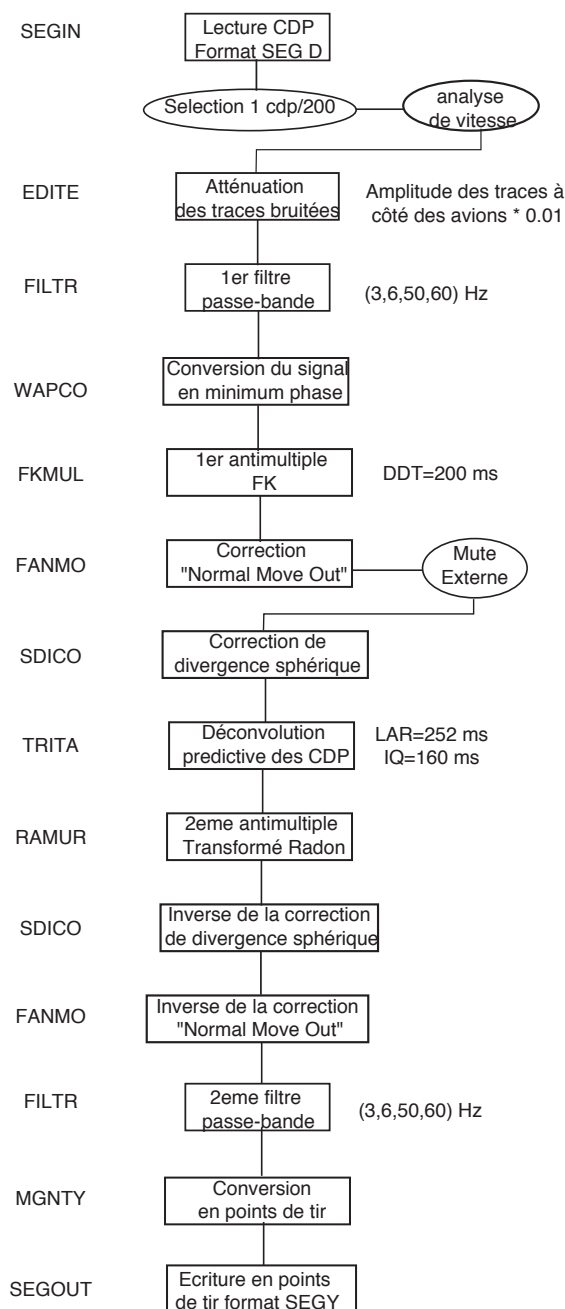


FIG. 2.6 – Schéma de la séquence de pré-traitement utilisée pour les données de sismique multitrace. A gauche sont présentés les modules du logiciel Geovecteur utilisés. Noter que l'on tente de modifier le moins possible l'amplitude des traces sismiques. Cependant, pour l'application de la déconvolution et de la transformée de Radon, une correction sphérique a été nécessaire. Après avoir effectué la déconvolution et la transformée de Radon, un opérateur inverse de la correction de la divergence sphérique a été appliqué aux données, pour compenser les amplitudes et les ramener à la "vraie" amplitude. Noter que les données pré-traitées sont stockées en points de tir.

considère que l'erreur induite par cette opération sur les amplitudes reste faible.

2.3.1 Principe de la sismique réflexion/réfraction grand-angle (SGA)

La vitesse de propagation des ondes sismiques est presque toujours croissante avec la profondeur de manière que, après une *distance critique*, les ondes réfractées en profondeur arrivent plus tôt que les ondes réfléchies. La géométrie d'acquisition de la SMT est bornée à des distances source-récepteur (offset) pré-critiques, ce qu'en pratique ne dépasse pas les 5 km. La SGA est conçue pour enregistrer des ondes à des angles d'incidence très variés, dans une gamme qui varie entre des incidences verticales aux incidences subhorizontales. Sa géométrie d'acquisition permet des distances source-récepteur beaucoup plus grandes que celles de la SMT et qui atteignent les dizaines de kilomètres. Cette géométrie permet de s'occuper d'un champ d'ondes plus large et qui est complémentaire de celui de la SMT et qui inclut des ondes réfléchies et diffractées pré- et post-critiques, des ondes réfractées et des ondes coniques (qui se propagent sur un contraste de vitesse). On appelle *premières arrivées* les ondes réfractées et coniques qui arrivent les plus tôt pour un tir donné. La géométrie d'acquisition permet aussi l'enregistrement des ondes réfractées et réfléchies profondes, au point que jusqu'aujourd'hui la SGA est la technique la plus utilisée pour imager les structures profondes ($z > 10\text{km}$). Cependant, sauf quelques expériences pionnières, le grand espacement et le nombre réduit de récepteurs ont limité la résolution des images provenant de la SGA à l'échelle kilométrique et n'ont permis d'obtenir que l'information des grandes longueurs d'onde du sous-sol.

Les dispositifs d'acquisition de la SGA sont des stations sismiques sous-marines (*Ocean Bottom Seismometer* ou OBS, en anglais) et des stations terrestres. Ces stations enregistrent le déplacement du sol (sismomètre) et/ou les variations de pression dans l'eau (hydrophone). Les tirs sont produits de la même façon que dans la SMT, bien que généralement les explosions de SGA aient plus de volume d'air et leur intervalle de temps soit plus grand (1-3 minutes) pour permettre l'enregistrement des ondes les plus profondes. Les données sont enregistrées en continu, et récupérées après la fin des tirs. Une trace de SGA est la partie de l'enregistrement correspondant à chaque tir. En général, en raison de la faible densité des dispositifs d'acquisition, la SGA nécessite l'utilisation de techniques spécifiques telles que la modélisation directe et la tomographie des temps des premières arrivées.

2.4 La chaîne de traitement des données SGA

Après la récupération des OBS, les dérives d'horloges des OBS sont mesurées par rapport à une horloge GPS de référence. Les disques sont démontés et une sauvegarde des données est immédiatement assurée. La première étape du traitement est la transformation des données au format SEG-Y (format standard utilisé en sismique), la relocalisation de l'OBS sur le fond, la correction de l'horloge de l'OBS. Un fichier au format Seg-Y contient un enregistrement par tir, ainsi que les informations relatives aux données.

Les données sont enregistrées dans les OBS sous forme de signaux numériques qui peuvent donc être traités et visualisés grâce à différents logiciels spécifiques existant sur stations de travail SUN. Par exemple, le logiciel plotsegy permet de réaliser les représentations graphiques des données (à l'écran ou sur papier) et le pointé des différentes arrivées. Les données sont représentées dans un graphique offset - temps. L'offset correspond à la distance horizontale entre l'OBS et le tir correspondant à la trace enregistrée, et le temps est mesuré à partir de l'instant du tir. Pour faciliter la visualisation des différentes arrivées, les données OBS sont représentées dans un diagramme temps réduit (*Linear Move Out*) en fonction de l'offset, où le temps réduit (t_r) est défini par la relation :

$$t_r = t - \frac{x}{v_r}$$

où t_r est le temps réduit, t le temps réel, et x la distance entre le tir et l'OBS. v_r est une constante appelée vitesse de réduction. Pour une phase se propageant à une vitesse apparente égale à v_r , l'hodochrone sera subhorizontal sur le graphe en vitesse réduite. C'est ainsi qu'on peut utiliser la vitesse de réduction pour évaluer les vitesses apparentes des différentes arrivées.

2.5 Imagerie sismique adaptée aux dispositifs d'acquisition

Bref état de l'art sur les méthodes d'acquisition et de traitement sismique

Les méthodes sismiques constituent l'un des principaux outils géophysiques pour l'imagerie et la caractérisation physique de la structure de la lithosphère. L'information contenue dans les données sismiques est souvent considérable : géométrie des discontinuités du sous-sol (plan de faille, interfaces sismiques et pétrologiques, niveau de décollement, ...) et propriétés physiques des milieux observés à plusieurs échelles. Les paramètres physiques étudiés sont aussi variés que les vitesses de propagation des ondes P et S, les coefficients de réflexion aux interfaces, l'anisotropie, et l'atténuation. Plus le nombre de paramètres étudiés est important, plus il est possible d'émettre des hypothèses sur la nature pétrologique des milieux, sur les déformations subies par ces milieux et, par voie de fait, sur les processus géodynamiques actifs dans une zone d'étude (transfert de matière, circulation des fluides, ...).

Bien entendu, les données sismiques représentent une mesure indirecte des propriétés du sous-sol (obtenue *via* la propagation des ondes dans le sous-sol), et la difficulté réside souvent dans la transcription de cette mesure indirecte en informations géologiques. Les méthodes de traitement sismique ont pour but d'effectuer cette opération de "décodage".

Les deux principales **méthodes d'acquisition sismique marine** sont la **sismique réflexion multitrace verticale**, utilisée pour l'imagerie (au sens géométrique du terme) des réflecteurs de la structure superficielle, et la **sismique réfraction/réflexion grand-angle**, mise en oeuvre à l'aide de stations sismiques sous-marines (OBS), et de stations terrestres pour prolonger le dispositif marin à terre. Cette dernière méthode est classiquement utilisée pour l'étude de la structure profonde de la croûte terrestre et du manteau

supérieur.

En matière de **traitement**, les données de **sismique verticale** sont dans beaucoup de cas utilisées pour obtenir une image géométrique des réflecteurs dans la **partie supérieure** de la croûte. Ces images sont représentées la plupart du temps en fonction du **temps double** de propagation et sont donc déformées. Ce type de données est encore rarement exploité pour une analyse des propriétés physiques des réflecteurs (voir [Shipley et al., 1992] pour un exemple sur le prisme d'accrétion de la marge convergente du Costa Rica). Ces analyses quantitatives sont pour l'instant effectuées dans l'hypothèse de milieux acoustiques mono-paramètre (représentés par la vitesse des ondes P, la densité étant supposée constante).

Les données de **sismique grand-angle** sont généralement utilisées pour déterminer des modèles de vitesse à grande échelle de la **structure profonde** de la croûte en exploitant les grands offsets résultant de ces dispositifs d'acquisition. Seules les grandes structures sont déterminées dans ces modèles de vitesse, dans la mesure où les données sont souvent exploitées avec des techniques de tomographie des temps de trajet qui ne sont sensibles qu'aux grandes longueurs d'onde de la structure. L'utilisation quasi-exclusive de la tomographie des temps de trajet résulte des dispositifs d'acquisition grand-angle dont la couverture sismique est généralement faible ce qui exclut la mise en oeuvre des traitements dits *multitrace* fondés sur la sommation d'informations redondantes.

2.6 Conclusions

La sismique réflexion est la technique qui permet la meilleure résolution d'imagerie du sous-sol, parmi toutes les méthodes géophysiques indirectes. Les trois étapes principales de traitement conventionnel des données de SMT sont : (1) La déconvolution, qui cherche à compresser l'ondelette source vers une impulsion, améliorant donc la résolution verticale, (2) la sommation, qui ajoute l'information de toutes les traces d'un CMP et utilise la redondance des données pour augmenter le rapport signal sur bruit (S/B), (3) la migration, qui permet d'obtenir la géométrie corrigée du sous-sol. Dans notre approche, la sommation et la migration sont réalisées au même moment durant la migration/inversion (voir chapitre 3). Pour préserver les amplitudes des traces sismiques, on tente de les modifier le moins possible pendant la séquence de pré-traitement.

Chapitre 3

Méthodes d'imagerie sismique

3.1 Introduction

Les méthodes de traitement classiquement utilisées en sismique réflexion multitrace (NMO+stack+migration post-stack ou migration pre-stack cinématique) fournissent une image géométrique des discontinuités du sous-sol en exploitant *exclusivement les propriétés cinématiques des arrivées sismiques*. Cependant, une partie importante de l'information véhiculée par les signaux sismiques n'est pas prise en considération : il s'agit de la *modification d'amplitude et de phase* de ces signaux au cours de leur propagation. Des techniques d'interprétation qualitative des déformations du signal (modélisation) ont été développées. Ces techniques sont difficilement exploitables dans le cas de milieux très hétérogènes. En effet, beaucoup de sections sismiques restent difficiles à interpréter dans des contextes variés (industriels ou académiques) et à des échelles très différentes (imageries de sub-surface et crustale, échelles de la longueur d'onde ou mésoscopique). Citons par exemple des problématiques aussi variées que la caractérisation des réservoirs de pétrole ou de gaz en exploration pétrolière, l'étude du diapirisme salifère, des BSRs (Bottom Simulating Reflector), des zones de décollement et de la zone sismogène dans les zones de subduction. Il s'agit de zones *hétérogènes* à structure et à rhéologie complexe. Les signaux enregistrés présentent des *anomalies locales d'amplitude évidentes*. Comme ces anomalies résultent des caractéristiques pétrophysiques des milieux traversés, l'inversion de ces signaux devrait permettre de caractériser plusieurs propriétés physiques des milieux traversés. On voit donc l'importance de mettre au point de méthodes d'*inversion de la forme d'onde complète* (tomographie en diffraction du champ d'onde fondées sur des modélisations asymptotiques et numériques des ondes) pour étudier ces *milieux* de manière à pouvoir extraire le plus d'informations possibles : géométrie correcte des réflecteurs et leurs propriétés physiques (i.e., variations de vitesse, d'atténuation, de densité).

Pour l'imagerie de la zone superficielle et intermédiaire j'ai choisi d'appliquer la méthode de tomographie en diffraction rai+Born (*alias* migration/inversion avant-sommation en profondeur) qui est bien adaptée aux dispositifs d'acquisition multitrace et à l'étude des niveaux supérieurs de la croûte terrestre.

3.1.1 Bref historique de la méthode de tomographie en diffraction rais+Born.

La méthode de tomographie en diffraction rais+Born, ou méthode de migration avant-sommation en amplitude préservée, a été formulée pour la première fois par [Beylkin, 1985]. A la suite de ces travaux, [Jin et al., 1992] ont proposé un nouvel algorithme d'inversion, pour des milieux élastiques paramétrés par les impedances P et S et la densité. Des résultats sur données synthétiques élastiques ont été présentés ainsi qu'une étude théorique de la résolution du problème inverse (séparation des paramètres, influence du dispositif d'acquisition). Parallèlement, [Lambaré et al., 1992] présentent une application de la méthode à des données réelles de sismique réflexion multitrace acquises en mer du Nord dans l'hypothèse d'un milieu acoustique mono-paramètre, démontrant ainsi la faisabilité des applications de la méthode pour l'imagerie de milieux hétérogènes. [Forgues, 1996] a poursuivi ces travaux en vérifiant la méthode sur des milieux acoustiques représentés par deux paramètres (e.g. vitesse de propagation des ondes P et densité). Il a identifié les problèmes apparaissant lors du traitement de données réelles dans le cas d'une inversion multi-paramètres : effets de la bande passante limitée de la source, de l'ouverture limitée des dispositifs d'acquisition et l'imprécision du modèle de vitesse de référence sur la séparation des différents paramètres.

L'extension de la méthode aux milieux visco-acoustiques et visco-élastiques a été présentée d'un point de vue théorique par [Ribodetti et al., 1998] et sa validation sur des données ultrasoniques enregistrées en cuve acoustique a été présentée par [Ribodetti et al., 2000a].

Par la suite, la méthode a été étendue aux dispositifs d'acquisition 3D pour l'imagerie des milieux acoustiques monoparamètre. L'enjeu était de démontrer que l'application de méthodes d'imagerie 3D était accessible avec des moyens de calcul disponibles dans la plupart des laboratoires (station de travail). Des algorithmes 3D rapides, utilisant le formalisme rais+Born, ont été développés au Centre de Recherche en Géophysique de l'École des Mines de Paris et ont donné lieu à une application pionnière en milieu académique sur des données 3-D du champ pétrolier d'Oseberg [Thierry et al., 1999a]. Une application au modèle synthétique OVERTHRUST 3D a également été présentée et a permis de clarifier la relation entre la géométrie du dispositif d'acquisition et le pouvoir de résolution de la méthode de migration [Lambaré et al., 2003, Operto et al., 2003].

L'application de cette approche à des milieux fortement hétérogènes a également donné lieu à une nouvelle extension de la méthode prenant en compte des phénomènes de propagation complexes impliquant l'apparition de caustiques dans le champ des rais et la prise en compte d'arrivées multiples ([Thierry et al., 1999b, Operto et al., 2000, Xu, 2001, Xu and Lambaré, 2004, Xu et al., 2004]).

Mon travail s'inscrit dans la continuité de ces travaux dans la mesure où il constitue un des premières applications à vocation académique de ces méthodes pour l'étude d'une zone de subduction (marge d'Equateur-Colombie) et pour des cibles géologiques plus profondes que celles généralement explorées par la sismique pétrolière. Des outils nécessaires en amont (analyse de vitesse) et en aval (post-traitement des images migrées) de l'algorithme de migration ont été développés pour disposer d'une chaîne de traitement

quantitative complète dans le domaine profondeur. Un objectif majeur de cette chaîne de traitement, qui la démarque des approches plus conventionnelles, est d'extraire une information quantitative sur des propriétés physiques des réflecteurs.

3.1.2 La chaîne de traitement dans le domaine profondeur

La chaîne de traitements appliquée aux données MCS est schématisée sur la figure 3.1 : les données sont pré-traitées, un macro-modèle de vitesse (obtenu par analyse de vitesse, conversion en vitesse quadratique moyenne avec la formule de Dix, passage en coupes vitesse profondeur, interpolation et lissage) est construit. Un tracé de rais ([Lambaré et al., 1996]) est utilisé pour calculer tous les paramètres (temps d'arrivée, amplitude, vecteurs lenteurs) nécessaires à la mise en oeuvre de la migration ([Thierry et al., 1999b]).

Estimation du macromodèle de vitesse

L'utilisation des méthodes de migration avant-sommation profondeur (tomographie en diffraction rai+Born) n'ont de sens que si l'on dispose d'un *modèle de vitesse de référence* (décrivant les variations de vitesse basse fréquence) suffisamment précis. Beaucoup d'approches ont été développées pour vérifier et améliorer les modèles de vitesse à partir des résultats de la migration ("migration velocity analysis"). Pour analyser la fiabilité de l'image obtenue (géométrie et amplitudes correctes des réflecteurs), des migrations partielles à angle de diffraction constant sont calculées [Xu, 2001]. Chaque point du milieu est éclairé par un certain nombre de trace, chaque trace définissant un angle de diffraction θ . La migration de chaque sous-ensemble de données associé à un angle de diffraction θ fournit une image de la structure du sous-sol dans le domaine $(x - z)$. Les images partielles $(x - z)$ peuvent être retriées à distance horizontale x constante de manière à produire des panneaux profondeur-angle $(z - \theta)$ dit panneaux ISO-X (Common Images Gathers=CIG). L'analyse des panneaux ISO-X permet d'évaluer si le **modèle de vitesse de référence** est précis ([Al-Yahya, 1987]). Dans ce cas, l'image redondante d'un même réflecteur aux différents angles doit être horizontale sur le panneau iso-X. Si les panneaux présentent des réflecteurs courbés vers le bas (ou vers le haut) (Figure 3.1 (a) en bas, exemple d'un panneau), une correction du modèle de vitesse de référence doit être appliquée pour horizontaliser les événements. Une telle approche a été implémentée durant cette thèse suivant l'approche proposée par [Al-Yahya, 1987].

Cette méthode permet de quantifier les imprécisions du macro-modèle de vitesse *via* une fonction de semblance Gamma qui présente des valeurs supérieures à 1, quand les panneaux ISO-X présentent des réflecteurs courbés vers le bas, (Figure 3.1 (b) en bas); cette fonction indique que le macro-modèle a été localement sous-estimé. Il est possible de calculer une fonction de correction à appliquer au macro-modèle de vitesse (Figure 3.1 (c)). On peut voir l'effet de cette correction sur un log de vitesse, qui a fait agmenter la vitesse au toit de la croûte océanique (Figure 3.1 (c) à droite pour un log de vitesse situé en $X = 85km$ cf. modèle de vitesse 2D en dessus).

En répétant ces analyses 1D à intervalle régulier le long du modèle, on peut construire par interpolation une fonction de correction 2D qui sera appliquée au modèle de vitesse.

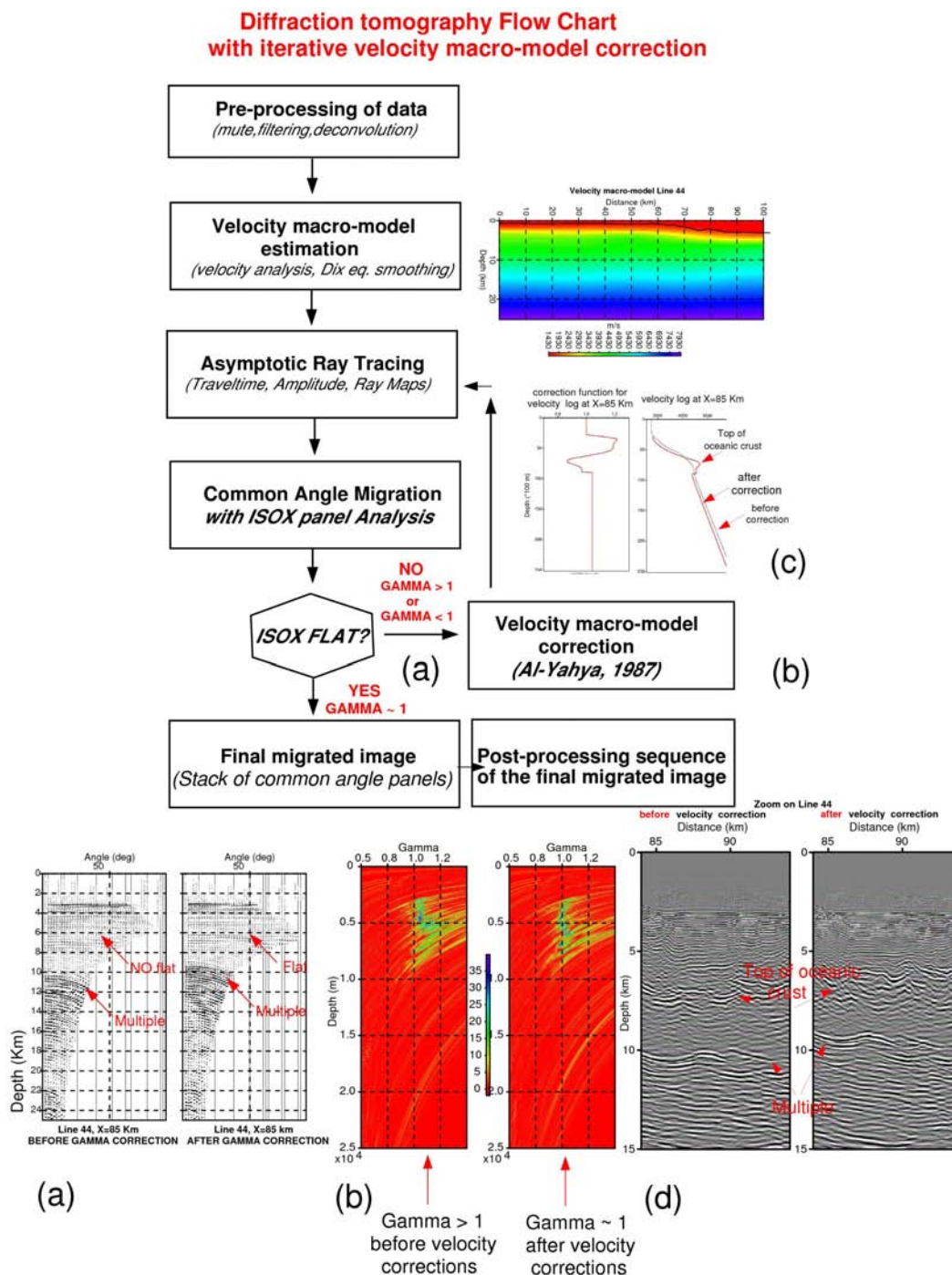


FIG. 3.1 – Schéma du traitement des données MCS. Dans la procédure de migration, une méthode de correction du modèle de vitesse v_0 a été intégrée. Le segment du profil SIS-44 correspondant au remplissage de la fosse (série stratifiée) qui repose sur le toit de la croûte océanique est présenté. Cette méthode intègre un outil de contrôle sur la précision de l'image migrée en profondeur (géométrie et amplitude correctes des réflecteurs) et de correction du macro-modèle de vitesse. Voir le texte pour les détails.

On procède itérativement jusqu'à ce que les fonctions Gamma soient ≈ 1 . Des tests de validation de l'outil d'analyse de vitesse seront présentés dans ce chapitre. La Figure 3.1 (d) en bas montre une portion du profil 44 (comme nous le verrons plus en détail dans la section §6.2) avant et après correction du modèle de vitesse. On constate que les réflecteurs sont mieux focalisés et que le toit de la croûte a été déplacé d'environ 2 Km.

Si des données OBS coincidentes au profil MCS sont disponibles, un modèle de vitesse peut être construit par tomographie des temps de trajet des ondes réfléchies et réfractées (voir le chapitre sur "Imagerie de la structure profonde : inversion conjointe de données de sismique réflexion et réflexion/réfraction grand-angle"). Ce modèle peut être combiné à celui obtenu par analyse de vitesse de migration pour fournir un modèle amélioré particulièrement aux profondeurs peu résolues par la sismique MCS.

Pouvoir de résolution de la migration et déconvolution

En raison de la bande *passante limitée* de la source sismique et de l'extension limitée du dispositif d'acquisition, l'image migrée a une résolution limitée qui ne facilite pas l'interprétation quantitative des réflecteurs : par exemple, lorsque deux réflecteurs délimitant le toit et la base d'une couche sont proches, la résolution limitée des images sismiques ne permet pas de séparer ces deux réflecteurs et d'estimer les contrastes d'impédance acoustique au toit et à la base de la couche.

Un post-traitement de l'image migrée implémenté sous forme d'un problème inverse par optimisation globale a été développé pour déterminer une famille de modèles de vitesse impulsionnels (modèle de vitesse qui serait obtenu avec un dispositif expérimental idéal) qui soient compatibles avec l'image migrée. Ces modèles impulsionnels localisent les interfaces entre les couches et quantifient les vitesses de propagation des ondes P dans les couches fournissant ainsi une double information de nature structurale et lithologique. Dans la mesure où l'objectif de ce post-traitement est d'améliorer la résolution de l'information extraite des images migrées, nous pouvons l'assimiler à une déconvolution. Des applications préliminaires de ce type de post-traitement ont été présentés dans [Ribodetti et al., 2004] dans le cas d'applications à des données ultrasoniques.

La mise en oeuvre de ce post-traitement nécessite l'estimation du signal source que l'on a extrait de la réflexion sur le fond de l'eau corrigée du coefficient de réflexion.

Le post-traitement consiste schématiquement à définir une famille de modèles (impulsionnels) géologiques plausibles (générés aléatoirement) et de leur appliquer le filtre résultant de la bande passante limitée de la source (convolution). Le modèle filtré représente une image migrée "synthétique" que l'on compare à l'image migrée "observée" obtenue par migration rai+Born des données. Les meilleurs modèles géologiques sont ceux qui fournissent la meilleure correspondance entre les 2 images migrées.

Cette démarche a été automatisée en la formulant sous forme d'un problème inverse résolu par une méthode d'optimisation globale de recuit simulé (en anglais VFSA= Very fast Simulated Annealing).

Les différentes phases du post-traitement de l'image migrée sont schématisées sur la Figure 3.2.

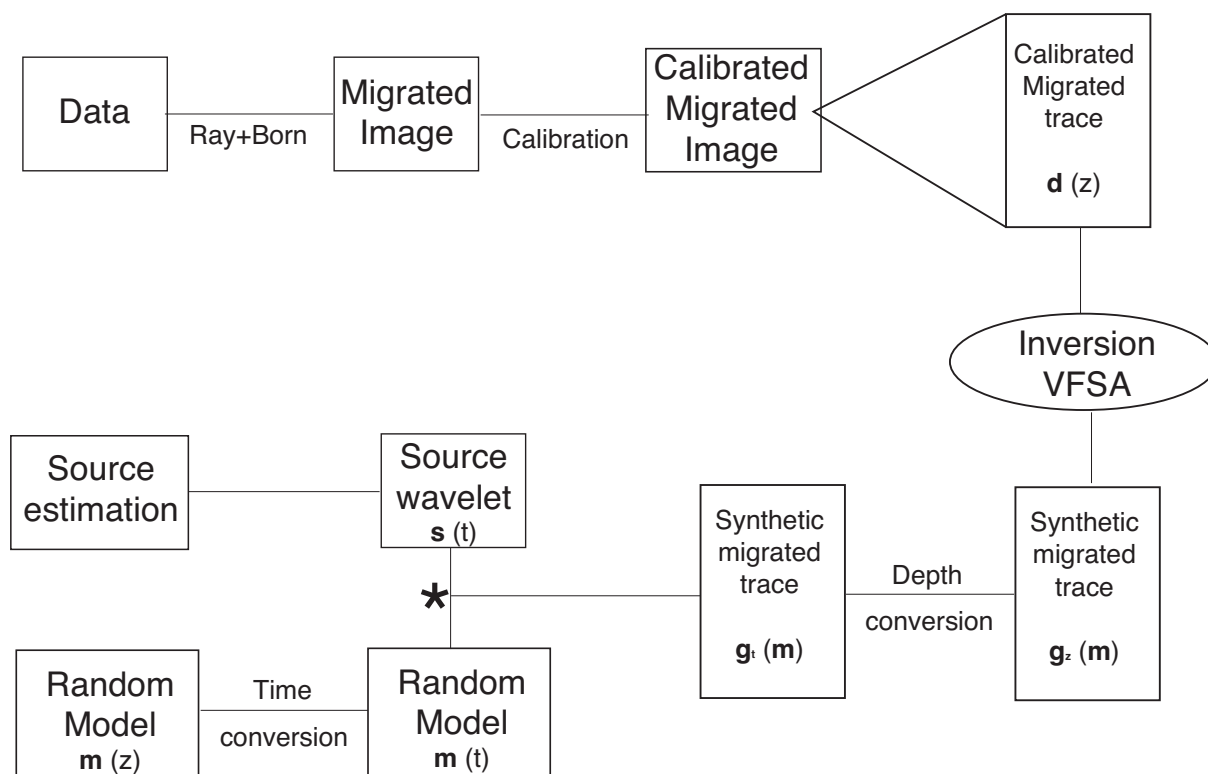


FIG. 3.2 – Schéma du post-traitement de l'image migrée. L'image migrée est calibrée. L'estimation de la source est effectuée pour la convoluer avec la famille de modèles impulsionnels du sous-sol qui sont générés aléatoirement. La convolution fournit une trace synthétique qui est comparée avec la trace migrée. Le problème de la minimisation de la fonction coût entre la trace synthétique et la trace migrée est effectué via un algorithme de recuit simulé (VFSA) adapté à notre cas. Notre objectif est d'obtenir, parmi la famille de modèles impulsionnels du sous-sol ceux qui, convolués avec la source, s'approchent le plus de la trace migrée. La famille de modèles impulsionnels obtenue par VFSA nous renseigne sur la géométrie correcte des réflecteurs sismiques et sur leur vitesse absolue.

3.2 La migration/inversion Rai+Born

3.2.1 Principe cinématique de la migration avant-sommation profondeur

La migration avant-sommation profondeur a pour objectif de fournir une image en profondeur des discontinuités du sous-sol en positionnant l'énergie des arrivées réfléchies au niveau des réflecteurs sur lesquels elles se sont réfléchies. On anticipe aisément que pour atteindre cet objectif nous devons disposer d'une information sur les variations de vitesse lentes du milieu qui sont utilisées pour "rétropropager" l'énergie enregistrée aux récepteurs au niveau du réflecteur.

On distingue deux principales familles de migration avant-sommation profondeur : les migrations avant-sommation cinématique qui ne modélisent que les temps de trajet des

arrivées réfléchies pour les positionner en profondeur. Ces migrations ne fournissent pas d'information quantifiée sur une ou plusieurs propriétés physiques du réflecteur telles que la réflectivité ou les contrastes d'impédance acoustique. La deuxième catégorie de migration avant-sommation prend en compte les aspects cinématique (temps de trajet) et dynamique (amplitude) de la propagation des ondes sismiques via la résolution de l'équation d'onde par différentes approches numériques possibles (théorie des rais, différences finies de l'équation d'onde paraxiale (one-way) ou complète (two-way)). En formulant la migration dans le cadre de la théorie des problèmes inverses, des informations sur les propriétés physiques des réflecteurs, qui agissent sur l'amplitude et la forme des ondes réfléchies, peuvent être obtenues. C'est cette deuxième catégorie de méthodes appelées migration/inversion ou migration en amplitude préservée qui est utilisée dans cette thèse.

Avant de développer les fondements théoriques de la méthode de migration/inversion rai+Born, je rappelle ci-après le principe d'imagerie cinématique sur lequel repose les algorithmes populaires de migration avant-sommation tels que la méthode de Kirchhoff.

Considérons tout d'abord le problème direct qui consiste à calculer le temps d'arrivée d'un trajet diffracté entre une source s et un récepteur r via un point diffractant x . Pour cela, on calcule le temps entre la source et le diffractant t_{sx} et le temps entre le point diffractant et le récepteur t_{xr} . La somme de ces deux temps fournit le temps d'arrivée de la diffraction ($s - x - r$) (Figure 3.3).

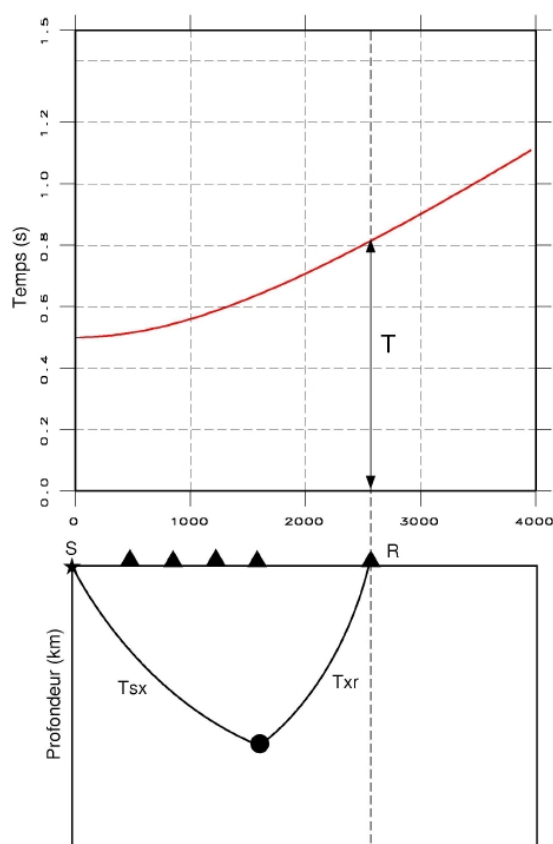


FIG. 3.3 – Problème direct du problème de migration. Le temps d'arrivée d'une diffraction ($s - x - r$) est calculé en additionnant le temps du trajet incident ($s - x$) plus celui du trajet diffracté ($x - r$).

Considérons maintenant le cas d'un réflecteur continu. L'hodochrone (courbe temps-

offset) de l'arrivée réfléchi sur ce réflecteur peut être obtenue par l'enveloppe des diffractions générées par des points diffractants régulièrement répartis le long de l'interface. Ce résultat est une conséquence du principe de Huygens (Figure 3.4).

Considérons maintenant le problème inverse : des arrivées réfléchies sont observées dans les données et nous voulons reconstruire l'image a priori inconnue des réflecteurs dont elles sont issues en faisant l'hypothèse que l'on dispose d'un macromodèle de vitesse. L'amplitude d'une arrivée réfléchi enregistrée à un temps t va être "étalée" en tous les points x de l'espace vérifiant la condition d'imagerie : $t = t_{sx} + t_{xr}$. Dans le cas d'un macromodèle de vitesse homogène, ces points de l'espace vérifient l'équation d'une ellipse appelée isochrone. Dans l'approximation fréquence infinie, la migration d'une trace (qui

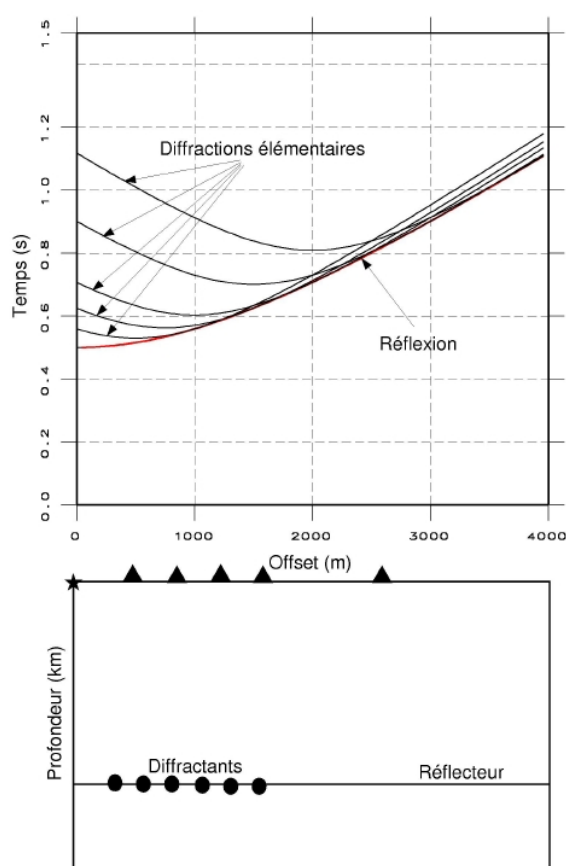


FIG. 3.4 – L'hodochrone d'une réflexion est formée par l'enveloppe des diffractions élémentaires issues des diffractants discrétisant le réflecteur.

peut être vu comme un échantillon de l'hodochrone de l'arrivée réfléchi de la même manière que le point diffractant était un échantillon du réflecteur continu dans le cadre du problème direct) va imager un point du réflecteur. L'image continue du réflecteur va être fournie par la superposition des images partielles fournies par la migration de chaque trace (Figure 3.5b). Cela relève encore du principe de Huygens appliqué au problème inverse cette fois. La couverture multiple fournie par les dispositifs de sismique réflexion multitrace va permettre d'additionner constructivement une information redondante provenant de plusieurs couples tir-capteur au niveau du réflecteur tandis que l'énergie étalée le long des isochrones à l'extérieur des réflecteurs va être additionnée de manière destructive au cours de la sommation.

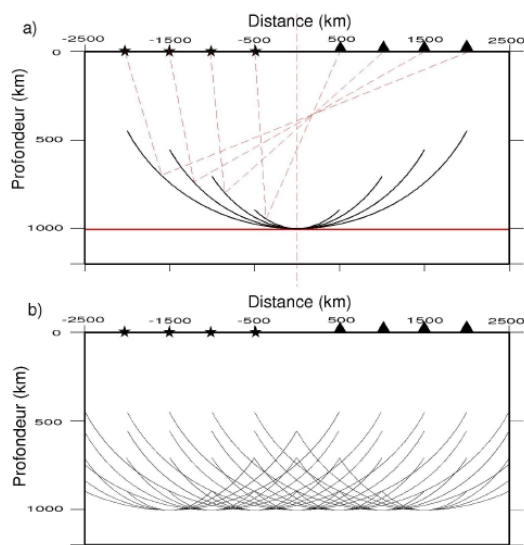


FIG. 3.5 – Problème inverse. a) L'énergie d'un évènement est distribuée en tout point de l'espace vérifiant la condition d'imagerie $t = t_{sx} + t_{xr}$. Ces points de l'espace décrivent une ellipse appelée isochrone ou courbes iso-temps. Des isochrones sont représentées pour différents offsets source-récepteur. b) L'image d'un réflecteur continue est formée par l'enveloppe de toutes les isochrones. La sommation est constructive sur le réflecteur et destructive à l'extérieur de celui-ci. Plus l'information redondante sommée est volumineuse, meilleur sera le rapport signal sur bruit de l'image migrée.

De manière schématique, un algorithme de migration avant-sommation profondeur contient les étapes élémentaires suivantes :

- 1) Pour chaque tir, calcul des temps de trajet entre le tir et chaque point de l'image migrée, t_{sx} .
- 2) Pour chaque capteur associé à ce tir, calcul des temps de trajet entre le capteur et chaque point de l'image migrée, t_{xr} .
- 3) Pour chaque point x de l'image migrée,
 - 3.1. calcul de $t = t_{sx} + t_{xr}$.
 - 3.2. Extraction de l'amplitude a de la trace au temps t
 - 3.3. addition de l'amplitude a pondérée de corrections dynamiques w à l'image migrée m : $m(x) = m(x) + w.a$

De nombreuses stratégies numériques fondées essentiellement sur des interpolations des grandeurs modélisées ont été développées pour limiter le nombre d'opérations effectuées dans les algorithmes de migration [Thierry et al., 1999b, Thierry et al., 1999a].

3.2.2 Théorie de la migration/inversion Rai+Born

Ici à la suite j'ai vais présenter une synthèse de la théorie de migration/inversion à partir des travaux de [Jin et al., 1992, Lambaré, 1991, Forgues, 1996, Thierry, 1997].

La linéarisation du problème direct par l'approximation Rai+Born

Considérons un milieu de référence acoustique décrit par la vitesse de propagation des ondes P notée $c_0(\mathbf{x})$. Le champ de pression $P_0(\mathbf{x}, \omega)$ vérifie en tous points \mathbf{x} et pour

toutes les fréquences ω l'équation d'onde scalaire (équation de Helmholtz) :

$$\Delta P_0(\mathbf{x}, \omega) + \frac{\omega^2}{c_0^2(\mathbf{x})} P_0(\mathbf{x}, \omega) = \zeta(\mathbf{x}, \omega) \quad (3.1)$$

où ζ est le signal source. Dans le cas de la sismique marine, les sources sont généralement des explosions ponctuelles que l'on peut décrire par l'expression suivante :

$$\zeta(\mathbf{x}, \omega) = S(\omega) \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_s) \quad (3.2)$$

où $S(\omega)$ est l'excitation de la source et \mathbf{x}_s est la coordonnée spatiale du point d'émission. Le champ de pression enregistré au point \mathbf{x} pour une source placée au point \mathbf{s} sera noté $P_0(\mathbf{x}, \omega; \mathbf{s})$.

Considérons une perturbation $\delta c(\mathbf{x})$ du modèle de référence et faisons l'hypothèse que le champ de vitesse global puisse être exprimé comme la somme d'un champ de référence $c_0(\mathbf{x})$ et d'une perturbation $\delta c(\mathbf{x})$

$$c(\mathbf{x}) = c_0(\mathbf{x}) + \delta c(\mathbf{x}) \quad (3.3)$$

Nous verrons que le problème de migration/inversion consiste à reconstruire le modèle de perturbations $\delta c(\mathbf{x})$ en supposant connu le modèle de référence $c_0(\mathbf{x})$. Le modèle de référence $c_0(\mathbf{x})$ décrit les variations basse fréquence du milieu (grandes longueurs d'onde) tandis que le modèle de perturbation décrira les variations hautes fréquences (les courtes longueurs d'onde) qui, d'un point de vue géologique, représentent les discontinuités ou interfaces lithologiques sur lesquels se réfléchissent les ondes sismiques.

Notons que l'équation d'onde scalaire s'exprime en fonction de la lenteur au carré $\frac{1}{c^2(\mathbf{x})}$. Pour linéariser le problème direct, nous allons exprimer le modèle de lenteur au carré en fonction du modèle de référence en lenteur au carré et du modèle de perturbation. En faisant l'hypothèse de petites perturbations, un développement de Taylor au premier ordre de $\frac{1}{c^2(\mathbf{x})}$ donne

$$\frac{1}{c^2(\mathbf{x})} = \frac{1}{(c_0(\mathbf{x}) + \delta c(\mathbf{x}))^2} \approx \frac{1}{c_0^2(\mathbf{x})} - \frac{2}{c_0^3(\mathbf{x})} \delta c(\mathbf{x}) \quad (3.4)$$

Le champ de pression $P(\mathbf{x}, \omega)$ qui se propage dans le model global $c(\mathbf{x})$ vérifie l'équation d'onde

$$\Delta P(\mathbf{x}, \omega; \mathbf{s}) + \frac{\omega^2}{c^2(\mathbf{x})} P(\mathbf{x}, \omega; \mathbf{s}) = \zeta(\mathbf{x}, \omega) \quad (3.5)$$

Introduisons l'approximation au premier ordre de la lenteur au carré, équation 3.4, dans l'équation d'onde, equation 3.5

$$\Delta P(\mathbf{x}, \omega; \mathbf{s}) + \frac{\omega^2}{c_0^2(\mathbf{x})} P(\mathbf{x}, \omega; \mathbf{s}) = \zeta(\mathbf{x}, \omega) + \frac{2 \omega^2}{c_0^3(\mathbf{x})} \delta c(\mathbf{x}) P(\mathbf{x}, \omega; \mathbf{s}) \quad (3.6)$$

Deux termes de source apparaissent dans le terme de droite : le premier est le terme de source $\zeta(\mathbf{x}, \omega)$ à proprement parlé ; le deuxième peut être interprété comme une source

secondaire générée par les perturbations $\delta c(\mathbf{x})$ du milieu. Dans le formalisme de la tomographie en diffraction, ces perturbations sont traitées numériquement comme des points diffractants réparties sur chaque noeud d'une grille régulière paramétrant le modèle de perturbation.

Nous pouvons maintenant exprimer le champ de pression total $P(\mathbf{x}, \omega; \mathbf{s})$ comme la somme d'un champ de pression de référence et d'une perturbation de champ de pression $\delta P(\mathbf{x}, \omega; \mathbf{s})$ associée aux perturbations de vitesse $\delta c(\mathbf{x})$.

$$P(\mathbf{x}, \omega; \mathbf{s}) = P_0(\mathbf{x}, \omega; \mathbf{s}) + \delta P(\mathbf{x}, \omega; \mathbf{s}) \quad (3.7)$$

où $P_0(\mathbf{x}, \omega; \mathbf{s})$ satisfait l'équation

$$\Delta P_0(\mathbf{x}, \omega; \mathbf{s}) + \frac{\omega^2}{c_0^2(\mathbf{x})} P_0(\mathbf{x}, \omega; \mathbf{s}) = \zeta(\mathbf{x}, \omega) \quad (3.8)$$

et $\delta P(\mathbf{x}, \omega; \mathbf{s})$ vérifie

$$\Delta \delta P(\mathbf{x}, \omega; \mathbf{s}) + \frac{\omega^2}{c_0^2(\mathbf{x})} \delta P(\mathbf{x}, \omega; \mathbf{s}) = \frac{2 \omega^2}{c_0^3(\mathbf{x})} \delta c(\mathbf{x}) P(\mathbf{x}, \omega; \mathbf{s}) \quad (3.9)$$

Nous verrons que le champ $\delta P(\mathbf{x}, \omega; \mathbf{s})$ peut être interprété comme le champ d'onde diffracté par le modèle de perturbation $\delta c(\mathbf{x})$. Si les perturbations sont confinées le long d'une interface continu, ce champ diffracté formera le champ d'onde réfléchi par cet interface par sommation des diffractions élémentaires de chaque point diffractant réparti le long de l'interface. Cela résulte du principe de Huygens.

Introduisons maintenant les fonctions de Green \mathcal{G}_0 de l'équation d'onde scalaire

$$\Delta \mathcal{G}_0(\mathbf{x}, \omega; \mathbf{x}') + \frac{\omega^2}{c_0^2(\mathbf{x})} \mathcal{G}_0(\mathbf{x}, \omega; \mathbf{x}') = \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}') \quad (3.10)$$

Le principe de superposition permet d'exprimer la perturbation du champ de pression en fonction de la fonction de Green et du terme de source

$$\delta P(\mathbf{r}, \omega; \mathbf{s}) = \int_{\mathcal{M}} \frac{2 \omega^2}{c_0^3(\mathbf{x})} \delta c(\mathbf{x}) P(\mathbf{x}, \omega; \mathbf{s}) \mathcal{G}_0(\mathbf{r}, \omega; \mathbf{x}) d\mathbf{x} \quad (3.11)$$

Le domaine d'intégration \mathcal{M} est l'espace délimité par le modèle de perturbation. En introduisant l'expression de $P(\mathbf{x}, \omega; \mathbf{s}) = P_0(\mathbf{x}, \omega; \mathbf{s}) + \delta P(\mathbf{x}, \omega; \mathbf{s})$ dans l'équation 3.11, on obtient

$$\delta P(\mathbf{r}, \omega; \mathbf{s}) = \int_{\mathcal{M}} \frac{2 \omega^2}{c_0^3(\mathbf{x})} \delta c(\mathbf{x}) P_0(\mathbf{x}, \omega; \mathbf{s}) \mathcal{G}_0(\mathbf{r}, \omega; \mathbf{x}) d\mathbf{x} + \int_{\mathcal{M}} \frac{2 \omega^2}{c_0^3(\mathbf{x})} \delta c(\mathbf{x}) \delta P(\mathbf{x}, \omega; \mathbf{s}) \mathcal{G}_0(\mathbf{r}, \omega; \mathbf{x}) d\mathbf{x} \quad (3.12)$$

L'approximation de Born au premier ordre consiste à négliger les termes du second ordre ce qui fournit

$$\delta P(\mathbf{r}, \omega; \mathbf{s}) = \int_{\mathcal{M}} \frac{2 \omega^2}{c_0^3(\mathbf{x})} \delta c(\mathbf{x}) P_0(\mathbf{x}, \omega; \mathbf{s}) \mathcal{G}_0(\mathbf{r}, \omega; \mathbf{x}) d\mathbf{x} \quad (3.13)$$

On notera que les termes apparaissant dans le noyau de l'intégrale sont calculées dans le modèle de référence c_0 uniquement.

Interprétation de l'équation 3.13 Le terme $P_0(\mathbf{x}, \omega; \mathbf{s})$ est le champ de pression se propageant dans le milieu de référence entre une source située en \mathbf{s} et un récepteur fictif dans le milieu repéré par ses coordonnées \mathbf{x} .

Le terme $\mathcal{G}_0(\mathbf{r}, \omega; \mathbf{x})$ est la fonction de Green se propageant dans le milieu de référence entre une source fictive située au point du milieu \mathbf{x} et le récepteur \mathbf{r} .

La multiplication de ces deux champs en fréquence est équivalent à additionner leurs phases ou leur temps de trajet dans le domaine du temps. Le noyau de l'intégrale représente donc une trajet diffracté entre la source et le récepteur *via* le point diffractant \mathbf{x} . Le temps d'arrive de ce trajet diffracté est $T(s, x) + T(x, r)$.

Une autre manière de traduire l'équation 3.13 est de considérer un modèle de perturbation formé d'un seul point diffractant situé en \mathbf{x}' . Ce modle de perturbation peut s'exprimer par

$$\delta c(\mathbf{x}) = \Delta c \tilde{\delta}(\mathbf{x} - \mathbf{x}') \quad (3.14)$$

où $\tilde{\delta}$ est un Dirac.

Le terme $\delta c(\mathbf{x})P_0(\mathbf{x}, \omega; \mathbf{s}) = \Delta c \tilde{\delta}(\mathbf{x} - \mathbf{x}')P_0(\mathbf{x}, \omega; \mathbf{s})$ peut être interprété comme une source ponctuelle secondaire dont le support spatiale est en \mathbf{x}' et dont le support temporel est centré autour du temps d'arrivée du champ de pression incident P_0 au diffractant \mathbf{x}' que l'on notera $T(\mathbf{s}, \mathbf{x}')$. La fonction de Green $\mathcal{G}_0(\mathbf{r}, \omega; \mathbf{x})$ décrit la propagation entre le point diffractant \mathbf{x}' et le recepneur \mathbf{r} pour la source secondaire dont l'excitation est effective au temps $T(\mathbf{s}, \mathbf{x}')$

Le temps d'arrivée de l'arrivée diffractée par le point \mathbf{x}' sera bien égal au temps de trajet entre \mathbf{x}' et \mathbf{r} , $T(\mathbf{x}', \mathbf{r})$, auquel il faut ajouter le délai d'excitation de la source secondaire $T(\mathbf{s}, \mathbf{x}')$.

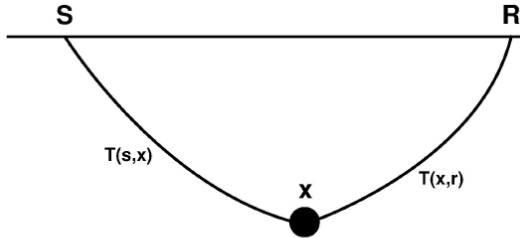


FIG. 3.6 – Illustration de la diffraction simple.

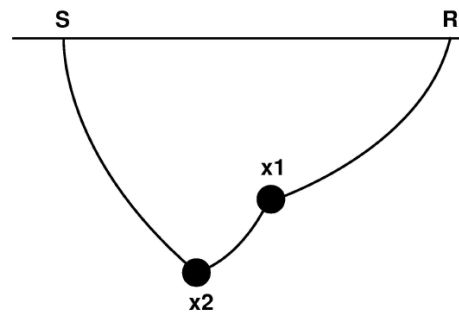


FIG. 3.7 – Illustration de la diffraction multiple.

Interprétation du terme négligé $\Psi(\mathbf{r}, \omega; \mathbf{s}) = \int_{\mathcal{M}} \frac{2\omega^2}{c_0^3(\mathbf{x})} \delta c(\mathbf{x}) \delta P(\mathbf{x}, \omega; \mathbf{s}) \mathcal{G}_0(\mathbf{r}, \omega; \mathbf{x}) d\mathbf{x}$
 Introduisons la représentation intégrale du champ de pression $\delta P(\mathbf{x}, \omega; \mathbf{s})$, équation 3.13, dans l'expression du champ Ψ que nous avons négligé lors de l'approximation de Born au premier ordre

$$\Psi(\mathbf{r}, \omega; \mathbf{s}) = \int_{\mathcal{M}} \frac{2 \omega^2}{c_0^3(\mathbf{x})} \delta c(\mathbf{x}) \left[\int_{\mathcal{M}} \frac{2 \omega^2}{c_0^3(\mathbf{x}')} \delta c(\mathbf{x}') P_0(\mathbf{x}', \omega; \mathbf{s}) \mathcal{G}_0(\mathbf{x}, \omega; \mathbf{x}') dx' \right] \mathcal{G}_0(\mathbf{r}, \omega; \mathbf{x}) dx \quad (3.15)$$

Considérons un modèle de perturbation formé de 2 points diffractants \mathbf{x}_1 et \mathbf{x}_2 . L'intégrale se réduit à

$$\begin{aligned} \Psi(\mathbf{r}, \omega; \mathbf{s}) &= \delta P(\mathbf{r}, \omega; \mathbf{x}_2 | \mathbf{x}_1) + \delta P(\mathbf{r}, \omega; \mathbf{x}_1 | \mathbf{x}_2) \\ &= \frac{2 \omega^2}{c_0^3(\mathbf{x}_1)} \delta c(\mathbf{x}_1) \left[\frac{2 \omega^2}{c_0^3(\mathbf{x}_2)} \delta c(\mathbf{x}_2) P_0(\mathbf{x}_2, \omega; \mathbf{s}) \mathcal{G}_0(\mathbf{x}_1, \omega; \mathbf{x}_2) \right] \mathcal{G}_0(\mathbf{r}, \omega; \mathbf{x}_1) \\ &\quad + \frac{2 \omega^2}{c_0^3(\mathbf{x}_2)} \delta c(\mathbf{x}_2) \left[\frac{2 \omega^2}{c_0^3(\mathbf{x}_1)} \delta c(\mathbf{x}_1) P_0(\mathbf{x}_1, \omega; \mathbf{s}) \mathcal{G}_0(\mathbf{x}_2, \omega; \mathbf{x}_1) \right] \mathcal{G}_0(\mathbf{r}, \omega; \mathbf{x}_2) \end{aligned} \quad (3.16)$$

Considérons l'expression du champ de pression $\delta P(\mathbf{r}, \omega; \mathbf{x}_2 | \mathbf{x}_1)$ dans l'équation 3.16. Le terme entre parenthèses définit le champ diffracté par le diffractant \mathbf{x}_2 et enregistré par le diffractant \mathbf{x}_1 . Le diffractant \mathbf{x}_1 agit comme une deuxième source secondaire qui se propage au point d'observation \mathbf{r} via la fonction de Green $\mathcal{G}_0(\mathbf{r}, \omega; \mathbf{x}_1)$.

Nous pouvons conclure que $\Psi(\mathbf{r}, \omega; \mathbf{s})$ décrit des diffractions multiples. L'approximation de Born au premier ordre est donc une approximation de diffraction simple.

Exploitation du principe de réciprocité La réciprocité spatiale des fonctions de Green s'exprime par

$$\mathcal{G}_0(\mathbf{r}, \omega; \mathbf{x}) = \mathcal{G}_0(\mathbf{x}, \omega; \mathbf{r}) \quad (3.17)$$

La solution linéarisée du problème direct devient

$$\delta P(\mathbf{r}, \omega; \mathbf{s}) = \int_{\mathcal{M}} \frac{2 \omega^2}{c_0^3(\mathbf{x})} \delta c(\mathbf{x}) P_0(\mathbf{x}, \omega; \mathbf{s}) \mathcal{G}_0(\mathbf{x}, \omega; \mathbf{r}) dx \quad (3.18)$$

où l'on a remplacé $\mathcal{G}_0(\mathbf{x}, \omega; \mathbf{r})$ par $\mathcal{G}_0(\mathbf{x}, \omega; \mathbf{r})$ dans l'équation 3.13.

L'utilisation de la réciprocité des fonctions de Green a des implications très importantes pour l'implémentation numérique du problème direct puisque le nombre de fonctions de Green à calculer est de N_a dans l'équation 3.18 alors qu'il est de $N_s + N_x$ dans l'équation 3.13 où N_a est le nombre de positions de tir/récepteur non redondantes en surface, N_s est le nombre de tirs et N_x est le nombre de points diffractants. En général, $N_s + N_x \gg N_a$. Cette réciprocité est également exploitée lors de la résolution du problème inverse.

Introduction des fonctions de Green asymptotiques

Nous faisons maintenant l'hypothèse que les ondes sont d'une longueur d'onde beaucoup plus petite que la longueur d'onde spatiale du milieu dans lequel elles se propagent (i.e. le milieu est *lisse*). Cette hypothèse représente le comportement asymptotique des ondes à *haute fréquence*, et elle est à la base de la *théorie des rais*. Dans ces conditions, l'ansatz de la théorie des rais stipule que la solution de l'équation d'onde est de la forme

$$\mathcal{G}(\mathbf{x}, \omega; \mathbf{s}) = \mathcal{S}(\omega) A(\mathbf{x}, \mathbf{s}) \exp^{i\omega T(\mathbf{x}, \mathbf{s})} \quad (3.19)$$

où A est l'amplitude géométrique, T est le temps de parcours et $\mathcal{S}(\omega)$ est le terme de source qui dépend de la dimension de propagation. L'onde peut être décrite en termes

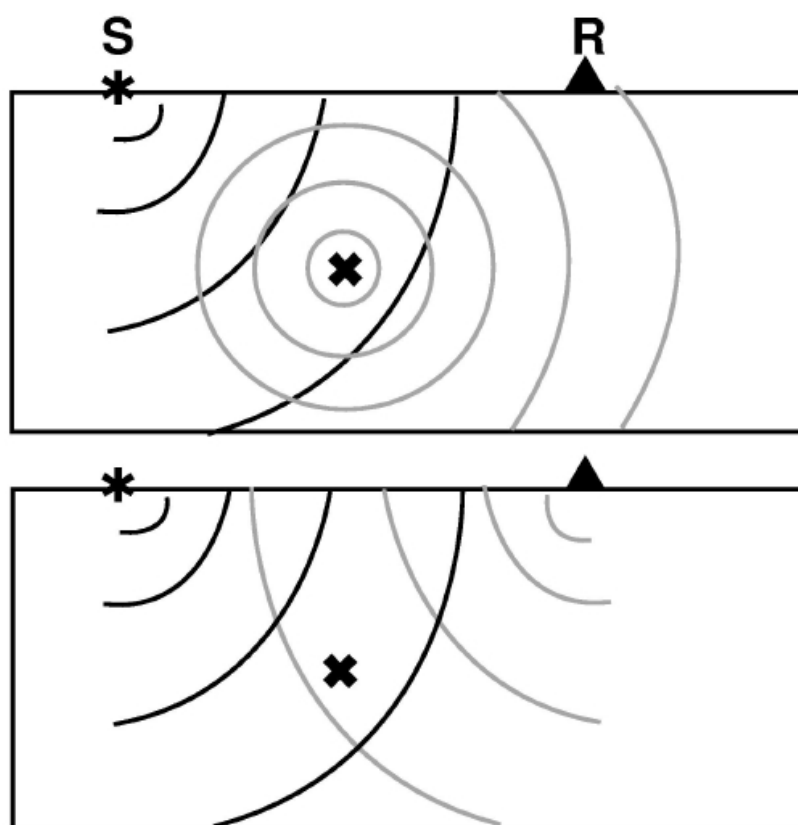


FIG. 3.8 – (*En haut*) : Problème direct basé sur le concept de point diffractant. (*En bas*) : Illustration du problème direct basée sur le principe de réciprocité.

d'amplitude géométrique et de temps car le front d'onde n'est pas déformé au cours de la propagation par des phénomènes de "courte longueur d'onde" tels que des interférences ou de la diffraction/réflexion multiple.

Le terme de source est associé à la dimension du modèle dans lequel l'onde est propagée.

$$\begin{aligned}\mathcal{S}(\omega) &= 1 \text{ in } 3D \\ \mathcal{S}(\omega) &= \frac{1}{\sqrt{-i\omega}} \text{ in } 2D \\ \mathcal{S}(\omega) &= \frac{1}{i\omega} \text{ in } 1D\end{aligned}\quad (3.20)$$

Si on introduit l'expression asymptotique des fonctions de Green dans l'expression intégrale de l'approximation de Born, équation 3.13, on obtient

$$\delta P(\mathbf{r}, \omega; \mathbf{s}) = \int_{\mathcal{M}} \mathcal{S}^2(\omega) \frac{2 \omega^2}{c_0^3(\mathbf{x})} \delta c(\mathbf{x}) S(\omega) A(\mathbf{x}, \mathbf{s}) A(\mathbf{x}, \mathbf{r}) \exp^{i\omega(T(\mathbf{x}, \mathbf{s}) + T(\mathbf{x}, \mathbf{r}))} dx \quad (3.21)$$

Introduisons le temps total de propagation entre la source \mathbf{s} , le point diffractant \mathbf{x} et le récepteur \mathbf{r} noté $T(\mathbf{r}, \mathbf{x}, \mathbf{s})$ et l'amplitude totale notée $\mathcal{A}(\mathbf{r}, \mathbf{x}, \mathbf{s})$ dont les expressions sont données par

$$\begin{aligned}\mathcal{T}(\mathbf{r}, \mathbf{x}, \mathbf{s}) &= T(\mathbf{x}, \mathbf{s}) + T(\mathbf{x}, \mathbf{r}) \\ \mathcal{A}(\mathbf{r}, \mathbf{x}, \mathbf{s}) &= A(\mathbf{x}, \mathbf{s}) A(\mathbf{x}, \mathbf{r}) \\ \mathcal{K}(\omega) &= \omega^2 \mathcal{S}^2(\omega)\end{aligned}\quad (3.22)$$

où

$$\begin{aligned}\mathcal{K}(\omega) &= \omega^2 \text{ in } 3D \\ \mathcal{K}(\omega) &= i \omega \text{ in } 2D \\ \mathcal{K}(\omega) &= -1 \text{ in } 1D\end{aligned}\quad (3.23)$$

La relation linéaire entre le champ diffracté et le modèle de perturbation est donnée par

$$\delta P(\mathbf{r}, \omega; \mathbf{s}) = \int_{\mathcal{M}} S(\omega) \mathcal{K}(\omega) \frac{2 \delta c(\mathbf{x})}{c_0^3(\mathbf{x})} \mathcal{A}(\mathbf{r}, \mathbf{x}, \mathbf{s}) \exp^{i\omega T(\mathbf{r}, \mathbf{x}, \mathbf{s})} dx \quad (3.24)$$

Dans le cas 2D, on a

$$\delta P(\mathbf{r}, \omega; \mathbf{s}) = \int_{\mathcal{M}} S(\omega) \frac{2 \delta c(\mathbf{x})}{c_0^3(\mathbf{x})} \mathcal{A}(\mathbf{r}, \mathbf{x}, \mathbf{s}) i \omega \exp^{i\omega T(\mathbf{r}, \mathbf{x}, \mathbf{s})} dx \quad (3.25)$$

En utilisant les propriétés de la transformée de Fourier $TF(\delta t) = 1$ et $TF(f'(t)) = -i \omega TF(f(t))$ où ' indique la dérivée, l'équation 3.25 s'exprime dans le domaine temporel par

$$\delta P(\mathbf{r}, t; \mathbf{s}) = - \int_{\mathcal{M}} S(\omega) \frac{2 \delta c(\mathbf{x})}{c_0^3(\mathbf{x})} \mathcal{A}(\mathbf{r}, \mathbf{x}, \mathbf{s}) \delta'(t - T(\mathbf{r}, \mathbf{x}, \mathbf{s})) dx \quad (3.26)$$

3.2.3 Résolution du problème inverse

Dans le contexte de la sismique réflexion multitrace, la relation linéaire entre un modèle de perturbation paramétré par une grille fine de points diffractants et le champ diffracté par ces diffractants va nous permettre de modéliser en fait le champ d'onde

réfléchi par les discontinuités lithologiques du sous-sol en exploitant le principe de Huygens. Ce principe permet de postuler que l'arrivée réfléchiée par l'interface est formée par la superposition des diffractions élémentaires produites par chaque point diffractant discrétisant l'interface. Comme la relation entre la perturbation du champ et la perturbation du milieu est linéaire, l'équation 3.25 peut s'exprimer de manière plus compacte en notation matricielle

$$\delta P = \mathbf{B}_0 \delta c \quad (3.27)$$

où \mathbf{B}_0 indique l'opérateur linéaire de Born qui ne dépend que du modèle de référence.

Nous allons maintenant nous intéresser à la résolution du problème inverse linéarisé. Introduisons la fonction écart $\Delta \mathbf{d}$ entre les données observées et les données calculées dans un modèle \mathbf{m} et une norme C de cette fonction écart que l'on appelle fonction coût. La norme des moindres carrés (L2) sera utilisée dans la suite, $C = \Delta \mathbf{d}^\dagger \Delta \mathbf{d}$ où \dagger est l'opérateur adjoint. Il est souvent nécessaire de pondérer le poids relatif de chaque élément de la fonction écart dans l'inversion en introduisant une fonction de pondération \mathcal{Q} dans la fonction coût ce qui donne l'expression suivante

$$C = \Delta \mathbf{d}^\dagger \mathcal{Q} \Delta \mathbf{d} \quad (3.28)$$

La résolution du problème inverse consiste à minimiser cette fonction coût. Sous sa forme linéarisée, ce minimum est recherché dans le voisinage du modèle de référence \mathbf{m}_0 en recherchant le modèle particulier qui permet d'annuler la dérivé de la fonction coût.

La solution de ce problème au moindre carré est donnée par

$$\delta \mathbf{m} = [\mathbf{B}_0^\dagger \mathcal{Q} \mathbf{B}_0]^{-1} \mathbf{B}_0^\dagger \mathcal{Q} \Delta \mathbf{d} \quad (3.29)$$

où $\mathbf{B}_0^\dagger \mathcal{Q} \mathbf{B}_0$ est la matrice Hessienne approchée. Ce terme est une approximation au premier ordre de la dérivé seconde de la fonction coût. On peut montrer que $\mathbf{B}_0^\dagger \mathcal{Q} \Delta \mathbf{d}$ est l'opposé du gradient de la fonction coût évaluée au point \mathbf{m}_0 de l'espace des modèles.

Expression du gradient

Développons tout d'abord l'expression du gradient. Pour cela introduisons l'expression de \mathbf{B}_0 fournie par le noyau de l'intégrale de Born, équation 3.24, dans l'expression du gradient $\mathbf{B}_0^\dagger \Delta \mathbf{d}$.

$$\nabla C(\mathbf{x}) = \int_{\mathcal{S}} \int_{\mathcal{R}} \int_{\omega} Q \mathcal{K}^*(\omega) \frac{2 \delta c(\mathbf{x})}{c_0^3(\mathbf{x})} \mathcal{A}(\mathbf{r}, \mathbf{x}, \mathbf{s}) \exp^{-i\omega T(\mathbf{r}, \mathbf{x}, \mathbf{s})} \Delta \mathbf{P}(\mathbf{s}, \omega; \mathbf{r}) d\mathcal{S} d\mathcal{R} d\omega \quad (3.30)$$

où $\Delta \mathbf{P}(\mathbf{s}, \omega; \mathbf{r})$ est la différence entre les champs de pression observé et calculé. Il est rappelé que dans le cadre d'un problème de migration, seul le champ d'onde réfléchi/diffracté est pris en compte (un mute est appliqué au champ direct et réfracté quand il est enregistré avant la migration). $\Delta \mathbf{P}(\mathbf{s}, \omega; \mathbf{r})$ représente donc plus précisément l'écart entre les champs

de pression réfléchis observé et calculé. Le champ de pression réfléchi synthétique est calculé par l'approximation linéaire de rai+Born, équation 3.24. A la première itération ce champ synthétique est nul puisque les perturbations sont nulles. Il en résulte qu'à l'itération 1 du processus $\Delta \mathbf{P}(\mathbf{s}, \omega; \mathbf{r})$ se résume au champ de pression réfléchi observé mais ne représente pas un écart de champ de pression sensu stricto.

L'intégrale continue sur l'espace des données ($d\mathcal{S} d\mathcal{R} d\omega$) peut être ré-écrite sous forme discrète

$$\nabla C(\mathbf{x}) = \sum_S \sum_{\mathcal{R}} \frac{2 \delta c(\mathbf{x})}{c_0^3(\mathbf{x})} \mathcal{A}(\mathbf{r}, \mathbf{x}, \mathbf{s}) \int_{\omega} Q \mathcal{K}^*(\omega) \exp^{-i\omega T(\mathbf{r}, \mathbf{x}, \mathbf{s})} \Delta \mathbf{P}(\mathbf{r}, \omega; \mathbf{r}) d\omega \Delta \mathcal{S} \Delta \mathcal{R} \quad (3.31)$$

où $\Delta \mathcal{S}$ est l'espacement entre les sources, $\Delta \mathcal{R}$ est l'espacement entre les récepteurs et ω est la fréquence angulaire.

Expression du Hessian

Introduisons maintenant l'expression de l'opérateur linéaire de Born, équation 3.24, dans l'expression du Hessian

$$\begin{aligned} \mathcal{H}(\mathbf{x}, \mathbf{x}') &= [\mathbf{B}_0^\dagger Q \mathbf{B}_0]_{(\mathbf{x}, \mathbf{x}')} \\ &= \int_S \int_{\mathcal{R}} \int_{\omega} Q \|\mathcal{K}(\omega)\|^2 \mathcal{A}(\mathbf{r}, \mathbf{x}, \mathbf{s}) \mathcal{A}(\mathbf{r}, \mathbf{x}', \mathbf{s}) \exp^{-i\omega(T(\mathbf{r}, \mathbf{x}', \mathbf{s}) - T(\mathbf{r}, \mathbf{x}, \mathbf{s}))} d\omega d\mathcal{R} d\mathcal{S} \\ &= \int_S \int_{\mathcal{R}} \int_{\omega} Q \mathcal{D}(\mathbf{r}, \mathbf{x}, \mathbf{x}', \mathbf{s}, \omega) \exp^{-i\omega \Delta T(\mathbf{r}, \mathbf{x}, \mathbf{x}', \mathbf{s})} d\omega d\mathcal{R} d\mathcal{S} \end{aligned} \quad (3.32)$$

où

$$\begin{aligned} \Delta T(\mathbf{r}, \mathbf{x}, \mathbf{x}', \mathbf{s}) &= T(\mathbf{r}, \mathbf{x}', \mathbf{s}) - T(\mathbf{r}, \mathbf{x}, \mathbf{s}) \\ \mathcal{D}(\mathbf{r}, \mathbf{x}, \mathbf{x}', \mathbf{s}, \omega) &= \|\mathcal{K}(\omega)\|^2 \mathcal{A}(\mathbf{r}, \mathbf{x}, \mathbf{s}) \mathcal{A}(\mathbf{r}, \mathbf{x}', \mathbf{s}) = \|\mathcal{K}(\omega)\|^2 \tilde{\mathcal{A}}(\mathbf{r}, \mathbf{x}, \mathbf{x}', \mathbf{s}) \end{aligned} \quad (3.33)$$

Sous forme discrète, on a

$$\mathcal{H}(\mathbf{x}, \mathbf{x}') = [\mathbf{B}_0^\dagger Q \mathbf{B}_0]_{(\mathbf{x}, \mathbf{x}')} = \sum_S \sum_{\mathcal{R}} \Delta \mathcal{S} \Delta \mathcal{R} \int_{\omega} Q \mathcal{D}(\mathbf{r}, \mathbf{x}, \mathbf{x}', \mathbf{s}, \omega) \exp^{-i\omega \Delta T(\mathbf{r}, \mathbf{x}, \mathbf{x}', \mathbf{s})} d\omega \quad (3.34)$$

Nous introduisons maintenant l'approximation locale haute fréquence qui consiste à ne considérer que les diffractants \mathbf{x}' situés dans le voisinage de \mathbf{x} dans l'évaluation de la somme 3.34. Cette hypothèse est équivalente à celle d'un Hessian quasi diagonal.

Dans ce cas nous pouvons appliquer un développement en série de Taylor aux termes de temps $T(\mathbf{r}, \mathbf{x}, \mathbf{s})$ et d'amplitude $\tilde{\mathcal{A}}(\mathbf{r}, \mathbf{x}, \mathbf{x}', \mathbf{s})$

$$\begin{aligned} \tilde{\mathcal{A}}(\mathbf{r}, \mathbf{x}, \mathbf{x}', \mathbf{s}) &\approx \tilde{\mathcal{A}}(\mathbf{r}, \mathbf{x}, \mathbf{x}, \mathbf{s}) \\ T(\mathbf{r}, \mathbf{x}', \mathbf{s}) &\approx T(\mathbf{r}, \mathbf{x}, \mathbf{s}) + \nabla T(\mathbf{r}, \mathbf{x}, \mathbf{s}) \cdot (\mathbf{x} - \mathbf{x}') \end{aligned} \quad (3.35)$$

L'approximation haute fréquence du Hessian est donnée par

$$\mathcal{H}(\mathbf{x}, \mathbf{x}') = \sum_S \sum_{\mathcal{R}} \Delta \mathcal{S} \Delta \mathcal{R} \int_{\omega} Q \mathcal{D}(\mathbf{r}, \mathbf{x}, \mathbf{x}, \mathbf{s}, \omega) \exp^{-i\omega \nabla T(\mathbf{r}, \mathbf{x}, \mathbf{s}) \cdot (\mathbf{x}' - \mathbf{x})} d\omega \quad (3.36)$$

Le vecteur $\nabla \mathcal{T}(\mathbf{r}, \mathbf{x}, \mathbf{s}) = \nabla \mathcal{T}(\mathbf{r}, \mathbf{x}) + \nabla \mathcal{T}(\mathbf{x}, \mathbf{s})$ est le gradient du temps double de propagation. Comme $\nabla \mathcal{T}(\mathbf{x}) = \mathbf{p}(\sigma(\mathbf{x}))$ où $\mathbf{p}(\sigma(\mathbf{x}))$ est le vecteur lenteur tangent au rayon et $\sigma(\mathbf{x})$ est l'abscisse curviligne, nous avons

$$\nabla \mathcal{T}(\mathbf{r}, \mathbf{x}, \mathbf{s}) = \mathbf{p}_{\{\mathbf{s}, \mathbf{x}\}} + \mathbf{p}_{\{\mathbf{x}, \mathbf{r}\}} = \mathbf{q}_{\{\mathbf{s}, \mathbf{x}, \mathbf{r}\}} \quad (3.37)$$

Définissons le vecteur \mathbf{k} tel que

$$\mathbf{k}_{\{\mathbf{s}, \mathbf{x}, \mathbf{r}\}} = \omega \mathbf{q}_{\{\mathbf{s}, \mathbf{x}, \mathbf{r}\}} \quad (3.38)$$

Notons que l'unité physique du vecteur \mathbf{k} est la même du *vecteur nombre d'onde*. En utilisant cette notation, le Hessien devient

$$\mathcal{H}(\mathbf{x}, \mathbf{x}') = \sum_{\mathbf{s}} \sum_{\mathbf{r}} \Delta \mathcal{S} \Delta \mathcal{R} \int_{\omega} Q \mathcal{D}(\mathbf{r}, \mathbf{x}, \mathbf{x}, \mathbf{s}, \omega) \exp^{-i\omega \mathbf{k}_{\{\mathbf{s}, \mathbf{x}, \mathbf{r}\}} \cdot (\mathbf{x}' - \mathbf{x})} d\omega \quad (3.39)$$

Expression asymptotique du Hessien : analogie avec le Dirac Rappelons l'expression d'un Dirac en 2D

$$\delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_0) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp^{i\mathbf{k} \cdot (\mathbf{x} - \mathbf{x}_0)} dk_x dk_z \quad (3.40)$$

qui est la description mathématique d'un *point diffractant*. Jin et al. (1992) ont reconnu l'analogie entre le terme de phase du Dirac et du Hessien et ont proposé de définir une fonction de pondération locale Q telle que le Hessien puisse être approximé à un Dirac (i.e., matrice diagonale) Tout d'abord il faut introduire les variables d'intégration (k_x, k_z) dans l'expression du Hessien, équation 3.39.

Notons que si l'on considère une expérience de sismique réflexion multitrace en 2D, l'espace des données est 3D et est paramétré par \mathbf{s}, \mathbf{r} et ω . Le modèle que nous voulons imager est par contre 2D et est paramétré par (k_x, k_z) . La dimension supplémentaire de l'espace des données par rapport à l'espace des modèles traduit la redondance de ce type de dispositif qui est exploitée pour estimer les vitesses de sommation et pour augmenter le rapport signal-sur-bruit par sommation. Pour effectuer une transformation injective, il faut introduire une variable supplémentaire dans l'espace des modèles pour laquelle on choisira l'*angle de diffraction* θ .

Appliquons le changement de variable

$$(\mathbf{s}, \mathbf{r}, \omega) \longrightarrow (k_x, k_z, \theta)$$

dans l'intégrale de l'équation 3.39 après avoir rappelé le relation de changement de variables d'intégration

$$\int d\mathbf{u} \int d\mathbf{v} f(\mathbf{u}, \mathbf{v}) = \int d\mathbf{a} \int d\mathbf{b} f(\mathbf{a}, \mathbf{b}) \left| \frac{\partial(\mathbf{u}, \mathbf{v})}{\partial(\mathbf{a}, \mathbf{b})} \right| \quad (3.41)$$

Après changement de variables, on obtient,

$$\mathcal{H}(\mathbf{x}, \mathbf{x}') = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{\theta} \int_{k_x} \int_{k_z} (2\pi)^2 Q \left| \frac{\partial(\mathbf{s}, \mathbf{r}, \omega)}{\partial(k_x, k_z, \theta)} \right| \mathcal{D}(\mathbf{r}, \mathbf{x}, \mathbf{x}, \mathbf{s}, \omega) \exp^{-i\omega \mathbf{k}_{\{\mathbf{s}, \mathbf{x}, \mathbf{r}\}} \cdot (\mathbf{x}' - \mathbf{x})} dk_x dk_z d\theta \quad (3.42)$$

Nous pouvons maintenant définir une fonction de pondération Q de manière à ce que le Hessien se réduise à un Dirac

$$Q(\mathbf{s}, \mathbf{r}, \mathbf{x}, \omega) = \left| \frac{\partial(k_x, k_z, \theta)}{\partial(\mathbf{s}, \mathbf{r}, \omega)} \right| \frac{1}{(2\pi)^2 \mathcal{D}(\mathbf{r}, \mathbf{x}, \mathbf{s}, \omega)} \quad (3.43)$$

Cette pondération dans l'espace des données $(\mathbf{s}, \mathbf{r}, \omega)$ a une expression dépendante du point diffractant \mathbf{x} , autrement dit la pondération est *locale*.

Après avoir introduit le terme de pondération Q dans le Hessien, on obtient son expression diagonalisée

$$\begin{aligned} \mathcal{H}(\mathbf{x}, \mathbf{x}') &= \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{\theta} \int_{k_x} \int_{k_z} \exp^{-i\mathbf{k}_{\{\mathbf{s}, \mathbf{x}, \mathbf{r}\}} \cdot (\mathbf{x}' - \mathbf{x})} dk_x dk_z d\theta \\ &\approx \int_{\theta} d\theta \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}') = [\theta_{max} - \theta_{min}] \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}') \end{aligned} \quad (3.44)$$

qu'il est triviale d'inverser.

Analyse de résolution

L'approximation asymptotique du Hessien permet d'évaluer le pouvoir de résolution de la migration rai+Born.

Je commence par un bref rappel sur la définition de la matrice résolution. Soit le vrai modèle de Terre $\delta \mathbf{m}_{\text{true}}$. Supposons que ce modèle vérifie

$$\delta \mathbf{d}_{\text{obs}} = \mathbf{B}_0 \delta \mathbf{m}_{\text{true}} \quad (3.45)$$

Cette hypothèse est vérifiée si les données sont non bruitées et l'approximation de Born au premier ordre justifiée. Cela n'est pas réaliste dans le cas d'expériences réelles mais l'objectif de cette analyse est avant tout de clarifier le pouvoir de résolution intrinsèque de la migration rai+Born indépendamment des hypothèses en amont associées à la linéarisation du problème direct et du bruit polluant des données réelles.

Le modèle obtenu par migration rai+Born est donné par

$$\delta \mathbf{m}_{\text{RB}} = [\mathbf{B}_0^\dagger \mathcal{Q} \mathbf{B}_0]_{\text{hf}}^{-1} \mathbf{B}_0^\dagger \mathcal{Q} \delta \mathbf{d}_{\text{obs}} \quad (3.46)$$

où $[\mathbf{B}_0^\dagger \mathcal{Q} \mathbf{B}_0]_{\text{hf}}$ représente l'approximation haute fréquence du Hessien, équation 3.44. En substituant l'expression de $\delta \mathbf{d}_{\text{obs}}$, équation 3.52, dans l'équation 3.46, on obtient la relation entre le modèle obtenu par migration rai+Born et le vrai modèle

$$\delta \mathbf{m}_{\text{RB}} = [\mathbf{B}_0^\dagger \mathcal{Q} \mathbf{B}_0]_{\text{hf}}^{-1} \mathbf{B}_0^\dagger \mathcal{Q} \mathbf{B}_0 \delta \mathbf{m}_{\text{true}} \quad (3.47)$$

L'opérateur $[\mathbf{B}_0^\dagger \mathcal{Q} \mathbf{B}_0]_{\text{hf}}^{-1} \mathbf{B}_0^\dagger \mathcal{Q} \mathbf{B}_0$ est l'opérateur de résolution. Si $[\mathbf{B}_0^\dagger \mathcal{Q} \mathbf{B}_0]_{\text{hf}} = \mathbf{B}_0^\dagger \mathcal{Q} \mathbf{B}_0$ alors l'opérateur de résolution est l'identité et $\delta \mathbf{m}_{\text{RB}} = \delta \mathbf{m}_{\text{true}}$.

Si l'opérateur de résolution n'est pas l'identité, cela implique que des approximations ont été utilisées lors de la diagonalisation du Hessien. L'analyse de ces approximations doit permettre d'évaluer la résolution de la migration rai+Born.

L'approximation utilisée apparaît au moment de l'analogie entre l'expression asymptotique du Hessien et un Dirac.

$$\frac{1}{2\pi^2} \int_{k_x} \int_{k_z} \exp^{-i\mathbf{k}_{\{s,x,r\}} \cdot (\mathbf{x}' - \mathbf{x})} dk_x dk_z \approx \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}') \quad (3.48)$$

Cette égalité est vérifiée seulement si les limites d'intégration de k_x and k_z varient entre $-\infty$ and $+\infty$ ce qui n'est pas le cas lors d'acquisition de données de réelles puisque 1) la source a une bande passante limitée et 2) le dispositif d'acquisition a une extension limitée.

Dans ce cas nous avons :

$$\frac{1}{2\pi^2} \int_{k_x} \int_{k_z} \exp^{-i\mathbf{k}_{\{s,x,r\}} \cdot (\mathbf{x}' - \mathbf{x})} dk_x dk_z = \Pi * \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}') \quad (3.49)$$

où $\Pi * \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}')$ définit un *filtre* qui est appliqué au Dirac. Ce filtre résultant de la bande passante limitée de la source et du dispositif d'acquisition d'extension limitée dégrade la résolution spatiale de l'image migrée. Le Hessien peut être assimilé à un *opérateur de résolution* qui peut être décrit par un simple opérateur de convolution. Appliquer l'inverse du Hessien au gradient correspond à une opération de *déconvolution* dont l'objectif est d'améliorer la résolution de l'image tomographique en la rendant d'aspect plus impulsif. Si on ne peut pas calculer l'inverse du Hessien pour des raisons de coût numérique, l'alternative classique consiste à calculer plusieurs itérations du problème inverse. Le Hessien peut donc être aussi considéré comme un *pre-conditionnement* du problème inverse dans la mesure où son estimation permet une accélération de convergence.

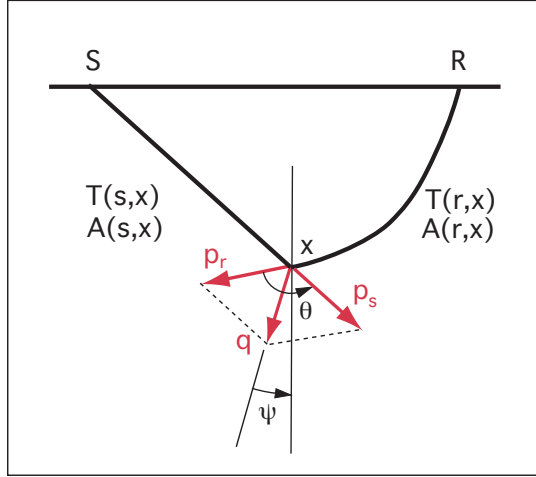


FIG. 3.9 – Paramètres des rais de la migration rais+Born. Le Hessien en coordonnées polaires est défini par les paramètres $(\mathbf{k}, \theta, \psi)$

Analysons plus en détail les termes qui interviennent dans le filtre Π . Pour cela, exprimons le Hessien en coordonnées polaires (voir figure 3.9 sans approximation (en préservant des bornes d'intégration tenant compte des conditions expérimentales)) :

$$\mathcal{H}(\mathbf{x}, \mathbf{x}') = \frac{1}{2\pi^2} \int_{\theta_{min}}^{\theta_{max}} d\theta \int_{\psi_{min}(\theta)}^{\psi_{max}(\theta)} d\psi \int_{|\mathbf{k}|_{min}(\theta, \psi)}^{|\mathbf{k}|_{max}(\theta, \psi)} d|\mathbf{k}| |\mathbf{k}| \exp^{-i\mathbf{k} \cdot (\mathbf{x}' - \mathbf{x})} \quad (3.50)$$

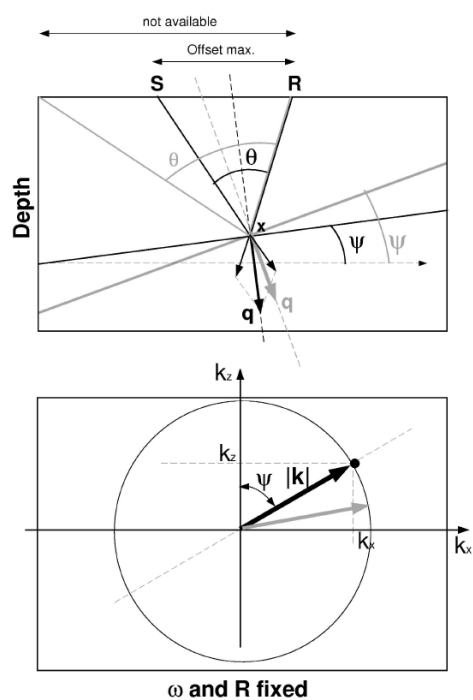


FIG. 3.10 – Resolution de la migration/inversion en fonction de la pente (ψ) et la longueur du dispositif.

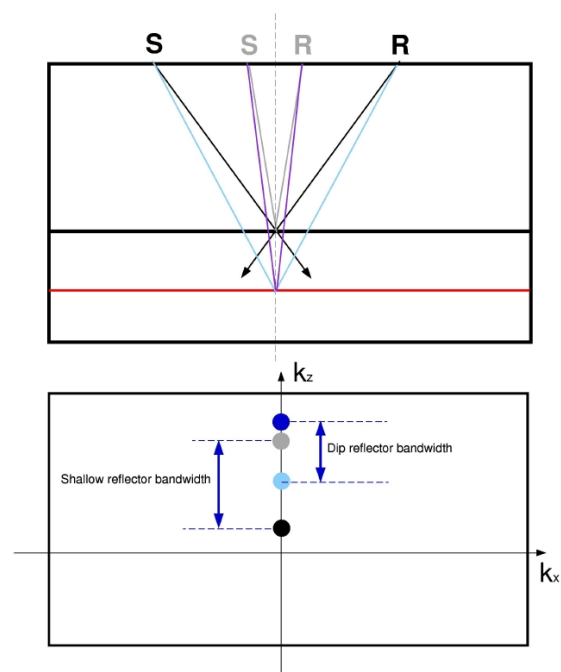


FIG. 3.11 – Resolution de la migration/inversion en fonction de la fréquence (k) et la profondeur.

Notons la dépendance de ψ par rapport à θ et la dépendance de $|\mathbf{k}|$ par rapport à θ et à ψ .

Nous avons

$$\mathcal{H}(\mathbf{x}, \mathbf{x}') = (\theta_{max} - \theta_{min}) \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}') *_x \Pi_x \quad (3.51)$$

Le filtre Π peut s'écrire comme une moyenne de filtres associés à une valeur de θ

$$\Pi_x = \frac{1}{\theta_{max} - \theta_{min}} \int_{\theta_{min}}^{\theta_{max}} \mathbf{T}_x d\theta \quad (3.52)$$

où

$$\mathbf{T}_x(\theta) = \frac{1}{2\pi^2} \int_{\psi_{min}(\theta)}^{\psi_{max}(\theta)} d\psi \int_{|\mathbf{k}|_{min}(\theta, \psi)}^{|\mathbf{k}|_{max}(\theta, \psi)} d|\mathbf{k}| |\mathbf{k}| \exp^{-i\mathbf{k} \cdot (\mathbf{x}' - \mathbf{x})} \quad (3.53)$$

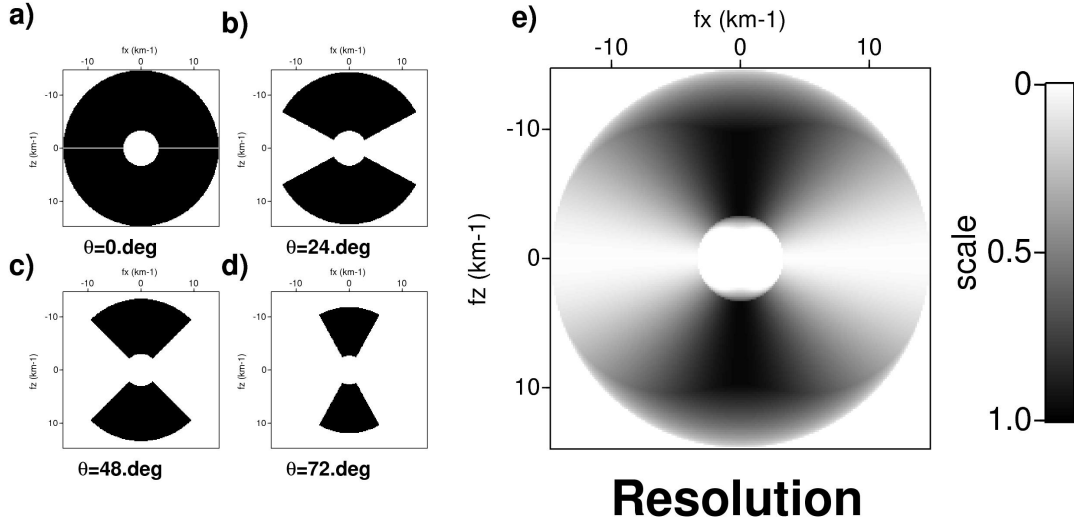


FIG. 3.12 – [Lambaré et al., 2003] ont calculé dans l'espace de Fourier bidimensionnel (k_x, k_z) les zones de résolution optimale (noir) et minimale (blanc) pour un point \mathbf{x}_0 dans un milieu à vitesse homogène. Le dispositif d'acquisition avait une longueur finie (deux fois la profondeur du point) et les tirs ont été effectués à la surface entre $(-\infty, +\infty)$. (a-d) Résolution spectrale pour quatre filtres à θ constante $\mathbb{T}_{\mathbf{x}_0}$. Les zones de résolution optimale sont limitées par deux arcs de cercle dont le rayon est $|\mathbf{k}|_{min} = 2|\omega|_{min} \cos(\theta/2)$ et $|\mathbf{k}|_{max} = 2|\omega|_{max} \cos(\theta/2)$. On peut remarquer la variation du rayon avec l'angle. Ces zones sont aussi limitées par les angle $\pm\psi_{max}$, qui est la pente maximale que peut avoir un réflecteur pour être imagé. (e) Filtre de résolution défini par $\mathbb{R}_{\mathbf{x}_0}$. On constate que globalement, la migration en angle θ favorise les courts offsets et les réflecteurs faiblement pentés

Influence du filtre θ -constant sur la résolution L'intégrale sur θ dans l'expression du filtre Π_x indique que l'image finale est calculée par sommation d'images partielles associées à une valeur de θ , cette sommation traduisant de nouveau la redondance des dispositifs sismique à couverture multiple.

Chaque filtre partiel $\mathbf{T}_{\mathbf{x}}(\theta)$ intègre le double effet de troncature des bornes d'intégration agissant sur le pouvoir de résolution des réflecteurs pentés (représentés par l'angle ψ) et sur le pouvoir de résolution perpendiculairement au pendage (représenté par le module du vecteur nombre d'onde, $|\mathbf{k}|$). La couverture en pendage est essentiellement contrôlée par l'offset maximal fourni par le dispositif. Le nombre d'onde maximal est contrôlé par la fréquence maximale de la source. La largeur de la bande passante de l'image migrée dépend de l'effet combiné de la bande passante de la source et de la bande passante en angle fournie par la géométrie du dispositif.

Le pouvoir de résolution vertical de la migration peut être quantifié simplement en considérant un milieu de référence homogène et un réflecteur plan. Dans ce cas le nombre d'onde vertical est relié à la fréquence de la source et à l'angle θ par la relation géométrique

$$k_v = \frac{2|\omega|}{v} \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (3.54)$$

l'angle θ étant lui même relié à l'offset o et la profondeur par

$$\tan \theta/2 = \frac{o}{2z} \quad (3.55)$$

L'inversion ray+Born migre la totalité des données simultanément en moyennant les images partielles à θ -constant. Chaque image partielle a sa propre résolution qui varie d'un point diffractant \mathbf{x} à un autre, comme le suggère l'expression du filtre $\mathbf{R}_{\mathbf{x}}(\theta)$ à θ -constant. Ceci implique que la migration/inversion somme des images partielles ayant une résolution différente. Les nombres d'onde communs à la bande passante de tous les filtres partiels seront correctement quantifiés tandis que l'amplitude des autres nombres d'onde sera sous-estimée.

J'ai mentionné précédemment que plusieurs choix pouvaient être envisagés pour trier les données par collection en paramètre commun (offset, angle, $|\mathbf{q}|$). Nous avons choisi $\xi = \theta$ car il permet de minimiser les effets de l'approximation associée à la moyenne des images partielles. Le choix de ce paramètre a été motivé par les 3 critères suivants :

- 1) Le paramètre θ fournit des images partielles ayant la meilleure résolution possible.
- 2) Ce paramètre fournit la série la plus uniforme possible de $\mathbf{T}_{\mathbf{x}}$ (i.e., la bande passante de chaque filtre \mathbf{T} doit être la plus uniforme possible).
- 3) Ce paramètre favorise les images partielles ayant un maximum de résolution.
- 4) Les image partielles à θ =constant associées aux petits angles sont favorisées dans la sommation finale. C'est pour ces angles faibles que l'approximation rai+Born est la plus précise.

La migration/inversion comme une sommation pondérée des données

L'expression finale de l'expression rai+Born est obtenue en injectant l'expression du Hessien approché dans l'équation normale $\delta \mathbf{m} = [\mathbf{B}_0^\dagger \mathbf{Q} \mathbf{B}_0]^{-1} \mathbf{Q} \mathbf{B}_0^\dagger \Delta \mathbf{P}$

$$\delta c(\mathbf{x}) = \frac{1}{[\theta]_{min}^{max}} \sum_S \sum_{\mathcal{R}} \frac{c_0^3(\mathbf{x})}{2} \mathcal{A}(\mathbf{r}, \mathbf{x}, \mathbf{s}) \int_{\omega} [Q \mathcal{K}^*(\omega) \exp^{-i\omega T(\mathbf{r}, \mathbf{x}, \mathbf{s})} \Delta \mathbf{P}(\mathbf{s}, \omega; \mathbf{r})] d\omega \Delta \mathcal{S} \Delta \mathcal{R} \quad (3.56)$$

où

$$Q(\mathbf{s}, \mathbf{r}, \mathbf{x}, \omega) = \left| \frac{\partial(k_x, k_z, \theta)}{\partial(\mathbf{s}, \mathbf{r}, \omega)} \right| \frac{1}{(2\pi)^2 \mathcal{D}(\mathbf{r}, \mathbf{x}, \mathbf{s}, \omega)} \quad \mathcal{K}(\omega) = i \omega \quad (3.57)$$

$$\mathcal{D}(\mathbf{r}, \mathbf{x}, \mathbf{s}, \omega) \approx \|\mathcal{K}(\omega)\|^2 \mathcal{A}(\mathbf{r}, \mathbf{x}, \mathbf{s})$$

On peut montrer que

$$\left| \frac{\partial(k_x, k_z, \theta)}{\partial(\mathbf{s}, \mathbf{r}, \omega)} \right| = |\omega| |\mathbf{q}|^2 \left| \frac{\partial \phi_s}{\partial s} \right| \left| \frac{\partial \phi_r}{\partial r} \right| \quad (3.58)$$

où le Jacobien du changement de variables $|\frac{\partial \phi_s}{\partial s}|$ and $|\frac{\partial \phi_r}{\partial r}|$ peut être déterminé à partir des valeurs estimées par tracé de rais paraxiaux (Figure 1) (citation).

On a finalement

$$\delta c(\mathbf{x}) = \frac{1}{[\theta]_{min}^{max}} \sum_{\mathcal{S}, \mathcal{R}} \Delta \mathcal{S} \mathcal{R} \frac{c_0^3(\mathbf{x}) |\mathbf{q}|^2}{2 (2\pi)^2 \mathcal{A}(\mathbf{r}, \mathbf{x}, \mathbf{s})} \left| \frac{\partial \phi_s}{\partial s} \right| \left| \frac{\partial \phi_r}{\partial r} \right| \int_{\omega} i \text{sign}(\omega) \Delta \mathbf{P}(\mathbf{s}, \omega; \mathbf{r}) \exp^{-i\omega T(\mathbf{r}, \mathbf{x}, \mathbf{s})} d\omega \quad (3.59)$$

Dans le domaine temporel :

$$\delta c(\mathbf{x}) = \frac{1}{[\theta]_{min}^{max}} \sum_S \sum_{\mathcal{R}} \Delta \mathcal{S} \Delta \mathcal{R} \frac{c_0^3}{2 (2\pi)^2 \mathcal{A}(\mathbf{r}, \mathbf{x}, \mathbf{s})} |\mathbf{q}|^2 \left| \frac{\partial \phi_s}{\partial s} \right| \left| \frac{\partial \phi_r}{\partial r} \right| \mathcal{Hilb}[\Delta \mathbf{P}(\mathbf{s}, t; \mathbf{r})]_{t=T(\mathbf{r}, \mathbf{x}, \mathbf{s})} \quad (3.60)$$

Cette formule montre comme cela a été introduit au début du chapitre que la migration/inversion se réduit à une *sommation pondérée* des événements diffractés extraits du volume total des données.

3.3 Estimation du modèle de vitesse de référence

3.3.1 La correction du modèle de vitesse de référence : analyse de vitesse par migration en profondeur Al-Yahya(1989)

L'estimation du modèle de référence est fondamentale pour les méthodes de migration/ inversion puisque la qualité des images migrées (qualité de la focalisation, précision du positionnement en profondeur des réflecteurs, précision de l'estimation de l'amplitude des paramètres du modèle) dépend fortement de la précision (cinématique) du modèle de référence.

Les résultats de la migration/inversion peuvent être exploités comme un indicateur de l'erreur sur les vitesses, plus précisément en tirant profit de la couverture multiple des dispositifs d'acquisition sismique multitrace. Un panneaux iso-X (ou collection en image

commune) permet d'illustrer l'utilisation de cette couverture multiple. Un panneau iso-X est calculé à une position horizontale x donnée le long du profil. Il est gradué verticalement en fonction de la profondeur z et horizontalement en fonction de l'angle θ . Chaque trace d'un panneau iso-X fournit une image à un x donné d'un même réflecteur. Si le modèle de vitesse de référence est correct, cet événement est situé à la même profondeur sur chaque trace du panneau. En d'autres termes, les événements doivent être *plats* sur ces panneaux [Al-Yahya, 1989]. Au contraire, toute courbure des événements indique une erreur sur les vitesses.

L'une des approches les plus simples pour la correction du modèle de vitesse de référence est de formuler une relation entre la courbure du panneaux iso-X et la correction à appliquer au modèle de référence. J'ai implementé la méthode de [Al-Yahya, 1987, Al-Yahya, 1989] qui a introduit un coefficient de correction γ défini comme le rapport entre la lenteur moyenne correcte \bar{w}_{corr} et la lenteur moyenne de migration \bar{w}_{migr} :

$$\gamma = \frac{\bar{w}_{corr}}{\bar{w}_{migr}} \quad \text{où} \quad \bar{w}_j = \frac{1}{j} \sum_{i=1}^j \frac{1}{v(i)} \quad (3.61)$$

Cette méthode de [Al-Yahya, 1989] repose sur le principe suivant. Considérons un milieu tabulaire, une source S et un récepteur R . Le temps de trajet d'un événement réfléchi est donné par (Figure 3.13)

$$T_{SPR} = 2\bar{w}_{migr} \sqrt{x^2 + z_{migr}^2} = T_{SP'R} = 2\bar{w}_{corr} \sqrt{x^2 + z_{corr}^2}$$

On en déduit les relations suivantes

$$\begin{aligned} x^2 + z_{migr}^2 &= \left(\frac{\bar{w}_{corr}}{\bar{w}_{migr}} \right)^2 (x^2 + z_{corr}^2) \\ z_{migr}^2 &= \gamma^2 z_{corr}^2 + (\gamma^2 - 1)x^2 \end{aligned} \quad (3.62)$$

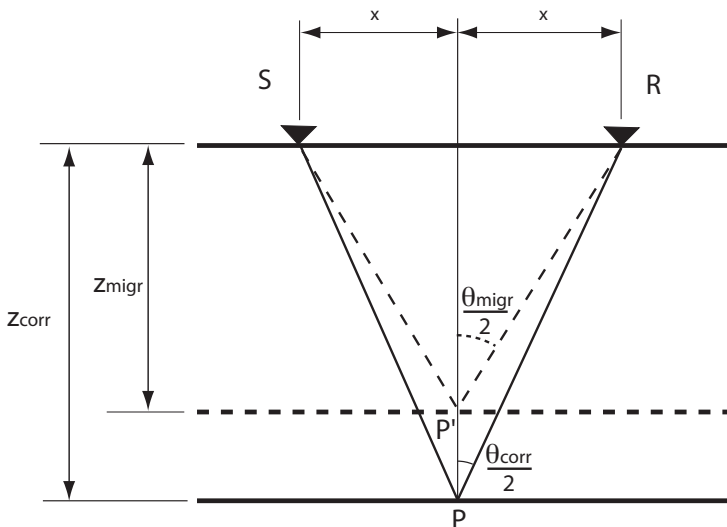


FIG. 3.13 – Géométrie du tracé des rais pour un réflecteur horizontal à une profondeur vraie z_{corr} . Si durant la migration on utilise une estimation de la lenteur \bar{w}_{migr} différente de \bar{w}_{corr} la couche est imagée à une profondeur incorrecte z_{migr} . Notez que l'angle de diffraction θ varie aussi avec l'estimation de la lenteur.

Les panneaux iso-X sont calculés dans le domaine (θ, z) , à la différence de Al-yahya qui a travaillé dans le domaine (h, z) . Nous pouvons donc exprimer l'équation (3.62) dans le domaine (θ, z) , via l'angle de diffraction θ grâce à la relation

$$x = z_{migr} \tan\left(\frac{\theta_{migr}}{2}\right) = z_{corr} \tan\left(\frac{\theta_{corr}}{2}\right)$$

L'équation 3.62 devient

$$z_{migr}^2 = \gamma^2 z_{corr}^2 + (\gamma^2 - 1) z_{migr}^2 \tan^2\left(\frac{\theta_{migr}}{2}\right)$$

$$z_{migr} = \frac{\gamma z_{corr}}{\sqrt{1 - (\gamma^2 - 1) \tan^2\left(\frac{\theta_{migr}}{2}\right)}} \quad (3.63)$$

Cette relation établit une correspondance entre l'espace des panneaux iso-X (angle de diffraction non-corrigé θ_{migr} , profondeur non corrigée z_{migr}), et un nouvel espace (coefficient γ , profondeur correcte z_{corr}) qu'on appellera *l'espace de semblance*. L'équation (3.63) est représentée dans la figure 3.14 pour différentes valeurs de γ .

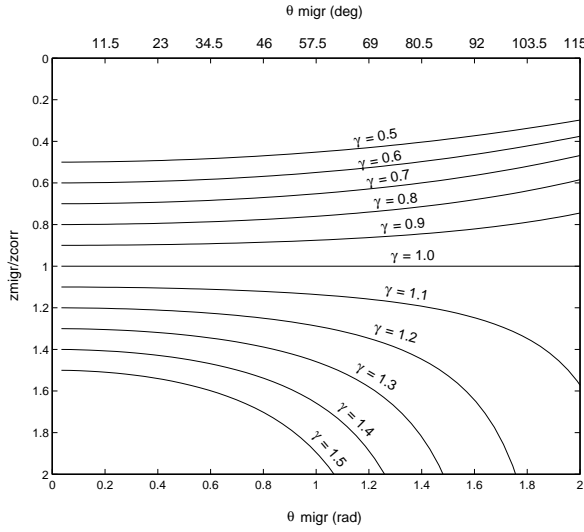


FIG. 3.14 – Iso-valeurs du coefficient γ dans l'espace des panneaux iso-X $(\theta_{migr}, z_{migr})$ à partir de l'équation (3.63)

On peut constater que $\gamma = 1$ quand la vitesse de migration est correcte et la fonction z_{migr} correspond à une ligne horizontale. Quand la vitesse de migration est surestimée ($\gamma > 1$), la fonction z_{migr} est courbée vers le bas. Si la vitesse de migration est sous-estimée ($\gamma < 1$) la fonction est courbée vers le haut. Dans le cas $\theta = 0$ (offset-nul), on peut estimer facilement la profondeur corrigée $z_{corr} = \gamma^{-1} z_{migr}$.

La semblance est l'opération qui permet de transformer un point de l'espace $(\theta_{migr}, z_{migr})$ dans l'espace (γ, z_{corr}) . Un point de l'espace de semblance $g(\gamma, z_{corr})$ est obtenu par sommation des amplitudes $A(z_{migr}, \theta_{migr})$ du panneaux iso-X le long de la courbe définie univoquement par le pair (γ, z_{corr}) (équation 3.63). La semblance est définie comme :

$$g(\gamma, z_{corr}) = \frac{[\sum_{\theta_{migr}} A(z_{migr}, \theta_{migr})]^2}{\sum_{\theta_{migr}} A^2(z_{migr}, \theta_{migr})} \quad (3.64)$$

où $z_{migr} = f(\theta_{migr}, z_{corr}, \gamma)$ d'après l'équation (3.63)

Les maximums d'amplitude sur le panneau de semblance permettent d'obtenir les valeurs du coefficient de correction γ pour toutes les profondeurs corrigées. Les équations précédentes reposent sur l'hypothèse de réflecteurs horizontaux. Cependant [Al-Yahya, 1989] a montré que la procédure est aussi valable pour des réflecteurs pentés à condition d'itérer le processus.

Le coefficient γ permet de calculer les valeurs de la lenteur moyenne corrigée $\bar{w}_{corr} = \gamma \bar{w}_{migr}$. Il est donc nécessaire de transformer ces valeurs *moyennes* (\bar{w}) en valeurs d'*intervalle* (w). J'ai exploré trois approches. La première consiste à utiliser une expression déduite directement de l'équation de la moyenne arithmétique

$$\begin{aligned} \bar{w}_{i-1} &= \frac{w_1 + \dots + w_{i-1}}{i-1}, & \bar{w}_i &= \frac{w_1 + \dots + w_{i-1} + w_i}{i} \\ i\bar{w}_i &= \underbrace{w_1 + \dots + w_{i-1}}_{(i-1)\bar{w}_{i-1}} + w_i & \Rightarrow & w_i = i\bar{w}_i - (i-1)\bar{w}_{i-1} \end{aligned} \quad (3.65)$$

Le problème posée par cette équation est sa sensibilité aux erreurs de pointé dans le panneau de semblance ($\Delta\gamma, \Delta z_{corr}$) et en pratique elle est inutilisable sans l'utilisation de détection des valeurs acceptables.

Une deuxième technique basée sur la formule de Dix (équation 2.9) a été testée, mais cette approche nécessite de lisser les vitesses moyennes corrigées impliquant une perte d'information.

Une troisième approche consiste à poser un problème inverse ayant pour but de minimiser, au sens des moindres carrés, le résidu entre les lenteurs moyennes corrigées ($\bar{\mathbf{w}}_{corr} = \gamma \bar{\mathbf{w}}_{migr}$) et les lenteurs moyennes déduites d'un modèle de lenteurs d'intervalle ($\bar{\mathbf{w}}$) a priori (en d'autres termes, le problème direct relie des lenteurs d'intervalle (modèle) à des lenteurs moyennes (observables)).

La fonction coût E est donnée par :

$$E = \sum_{i=1}^N [\bar{w}_i - \bar{w}_i^{corr}]^2 + \alpha \sum_{i=1}^N [(w_i - w_{i-1})^2 + (w_{i+1} - w_i)^2] + \beta \sum_{i=1}^N (w_i - w_i^0)^2. \quad (3.66)$$

Dans cette expression deux régularisation ont été introduites : (1) le modèle des lenteurs d'intervalle \mathbf{w} est lissé. (D) la norme L2 de l'écart entre le modèle des lenteurs d'intervalle $\bar{\mathbf{w}}$ recherché et le modèle de lenteurs *a priori* \mathbf{w}^0 est minimisée. L'effet de ces 2 régularisations est pondéré par les deux coefficients α et β .

Le problème de minimisation consiste à annuler la dérivé de la fonction coût par rapport à \mathbf{w} ce qui donne le système d'équation suivant :

$$\begin{aligned} \mathbf{B}^T \mathbf{B} \mathbf{w} - \mathbf{B}^T \bar{\mathbf{w}}_{corr} + \mathbf{T}(-\alpha, 2\alpha + \beta, -\alpha) \mathbf{w} - \beta \mathbf{w}^0 &= \mathbf{0} \\ [\mathbf{B}^T \mathbf{B} + \mathbf{T}(\alpha, 2\alpha + \beta, \alpha)] \mathbf{w} &= \mathbf{B}^T \bar{\mathbf{w}}_{corr} + \beta \mathbf{w}^0 \end{aligned} \quad (3.67)$$

La matrice \mathbf{B} est triangulaire inférieure et correspond à l'expression matricielle de la moyenne :

$$\bar{w}_i = \frac{1}{i} \sum_{j=1}^i w_j \quad \Rightarrow \quad B_{ij} = \begin{cases} \frac{1}{i} & \text{si } i \leq j \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}$$

La matrice \mathbf{T} est une matrice tridiagonale qui dépend des facteurs α et β .

Ce système linéaire a été résolu par factorisation LU [Press et al., 1992, section 2.3]

3.3.2 Validation sur un modèle synthétique

Calcul de données synthétiques

Pour valider la procédure implementée, j'ai effectué des tests numériques. J'ai généré un jeu de données synthétiques pour un modèle de vitesse similaire à celui décrit dans [Thierry, 1997, Thierry et al., 1999b] et à celui que l'on a utilisé dans la section §3.5.7. Pour cet essai, les dimensions du modèle sont $3km \times 3km$. Il est discrétisé sur une grille avec un pas de 5 m. Il contient une couche horizontale située à 1.5 km de profondeur et de 100 m d'épaisseur. L'anomalie positive de vitesse est de 200 m/s par rapport à un milieu de vitesse homogène de 3500 m/s. Ce modèle de vitesse a été lissé avec un filtre gaussien ($\tau = 75m$) et projeté sur une base de splines cubiques sur une grille lâche avec un pas 100m.

Le dispositif d'acquisition est constitué de 60 récepteurs espacés de 25 m et placés en surface (profondeur $z = 0$). La source utilisée est un Dirac filtré dans la bande $[0, 10, 35, 55]$ Hz (figure 3.17). Vingt neuf tirs espacés de 100 m sont calculés. Pour le calcul des traces synthétiques, on a suivi une procédure comparable à celle décrite dans la section 3.5.7. La simplicité du modèle a permis de calculer les traces synthétiques à partir de l'expression analytique de la fonction de Green 3D dans un milieu homogène [Thierry, 1997, page 67]. Pour adapter les traces au schéma numérique de la migration/inversion (dimension 2.5D) on a appliqué une transformée d'Hilbert et la coda 2D aux traces sismiques (figure 3.18).

Correction des vitesses à partir trois modèles de vitesses homogènes :

Les données synthétiques ont été migrées avec le modèle homogène de vitesse correcte $v_0 = 3500$ m/s et avec des modèles ayant des vitesses erronées de $v_0 = 3000$ m/s et $v_0 = 4000$ m/s pour évaluer si la méthode de correction du modèle de vitesse de référence (§3.3.1) que j'ai implementée est capable de retrouver : (1) Le modèle de vitesse homogène (3500 m/s) (2) La géométrie et l'amplitude de la perturbation (profondeur 1.5 km, épaisseur 200 m et vitesse 3700 m/s).

On peut constater que l'imprécision du modèle de vitesse de référence affecte la position, la forme et l'amplitude du réflecteur migré (figures 3.19 et 3.21). Si les vitesses de référence sont inférieures à la vraie vitesse, les réflecteurs sont situés au-dessus de la vraie position et avec une amplitude inférieure à celle réelle. Par contre, des vitesses supérieures à la vraie vitesse fournissent des réflecteurs placés en-dessous de la vraie position et avec

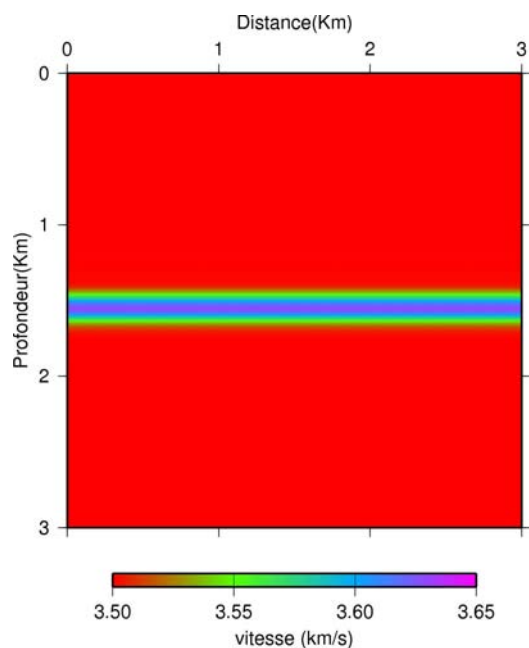


FIG. 3.15 – Modèle de vitesse utilisé pour générer les traces synthétiques. Dans la figure, le modèle est déjà projeté en base de splines cubiques.

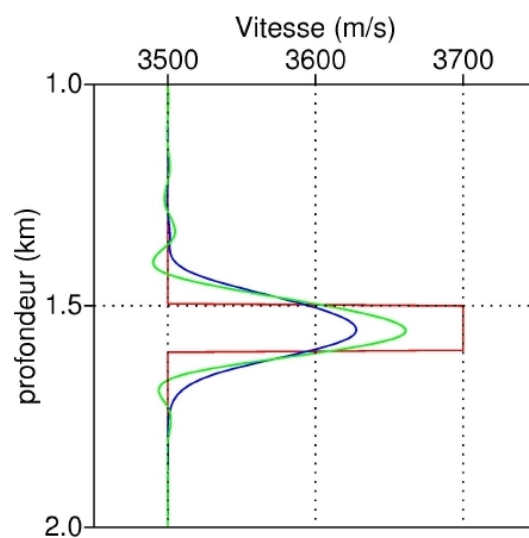


FIG. 3.16 – Trace entre 1-2 km de profondeur du modèle de vitesse non filtré (rouge), modèle filtré avec un filtre gaussien $\tau = 75\text{m}$ (vert) et modèle projeté en base de splines cubiques (blue).

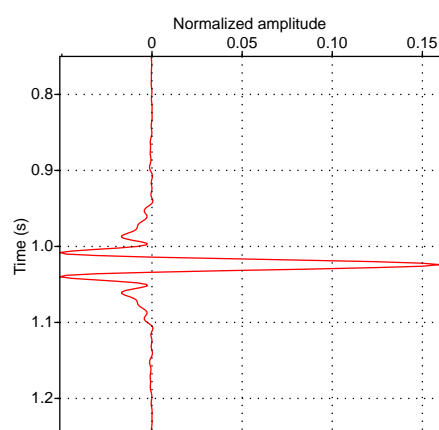


FIG. 3.17 – La fonction source utilisée dans le test synthétique est un Dirac filtré à $[0,10,35,55]$ Hz

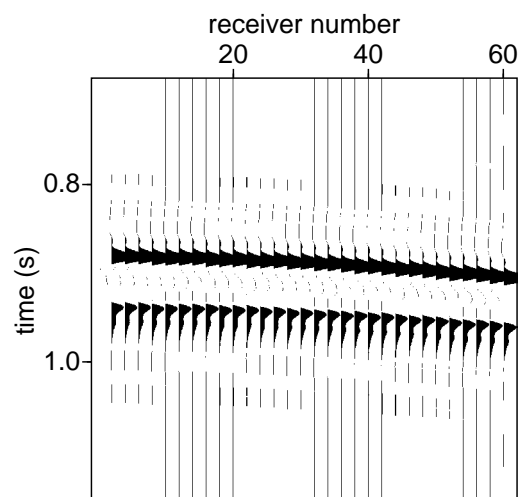


FIG. 3.18 – Traces synthétiques pour une source et 60 récepteurs. Les traces présentées ont été déjà transformées à une géométrie 2.5D. Noter la trainée 2D autour de 0.9 s

une amplitude supérieure à la réelle. Seulement la migration effectuée avec la vraie vitesse récupère la forme, l'amplitude et la position du réflecteur (figure 3.20).

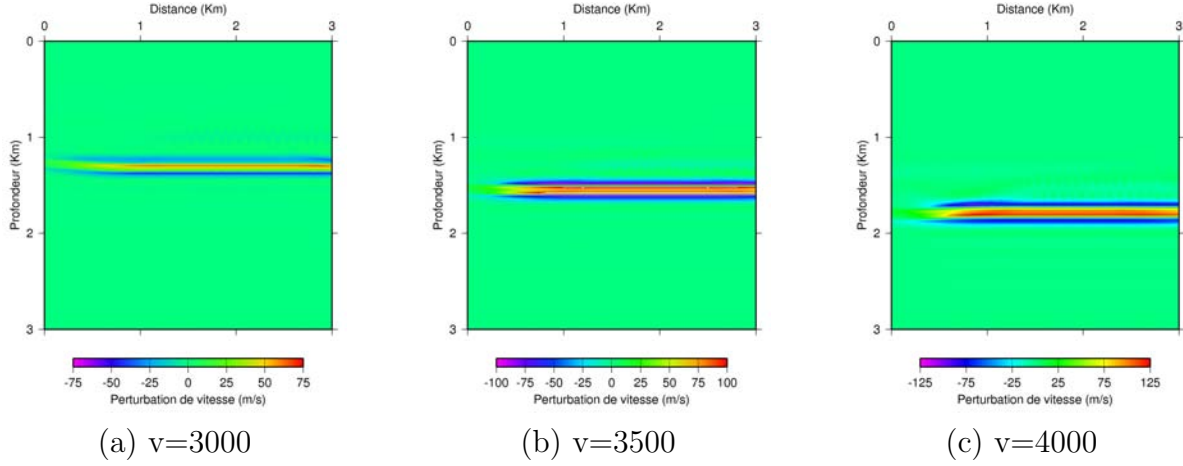


FIG. 3.19 – Images migrées. On peut observer un effet de bord à gauche des images, du à la faible couverture dans cette zone, provenant de la géométrie d'acquisition où les récepteurs sont à gauche des sources. La couverture maximale est atteinte à partir de $x_c \sim L/2$ où $L = |x_{source} - x_{reclast}|$, $x_{reclast}$ étant le dernier récepteur. Dans ce cas $x_c \sim 1.5/2$ ou 0.75 km.

Des panneaux Iso-X ont été calculés pendant la migration (figure 3.23, à gauche). Les panneaux de semblance associés ont été obtenus à partir des équations (3.63) et (3.64) (figure 3.23 à droite). La couche crée l'apparition de trois événements différents sur les panneaux de semblance correspondant respectivement au toit, au centre et à la base de la couche. Les panneaux iso-X pour le modèle de vitesse de 3000 m/s montrent des événements courbés vers le haut. La quantification de la courbure produit un $\gamma < 1$. Pour le modèle de vitesse égale à 3500 m/s les événements sur les panneaux iso-X sont plats et les panneaux de semblance montrent un maximum d'énergie pour des valeurs de $\gamma \sim 1$. Pour le modèle vitesse de 4000 m/s les événements sur les panneaux iso-X sont courbés vers le bas et le maximum du panneau de semblance est à $\gamma > 1$.

Une itération de l'analyse de vitesse pour le modèle ayant $v_0 = 3000$ m/s a permis d'obtenir des valeurs de vitesse corrigée $v_{corr} \sim 3370$ m/s (figure 3.20). La simplicité du modèle a permis de trouver une solution assez stable par l'équation récursive (équation 3.65). Cette solution retrouve bien la position de la perturbation mais surestime son amplitude ($\Delta v \sim 350$ m/s). La solution obtenue via la méthode matricielle présente une légère oscillation, mais elle est plus proche de l'amplitude réelle de l'anomalie ($\Delta v \sim 170$ m/s). Pour le modèle à vitesse initiale $v_0 = 4000$ m/s on a obtenu une vitesse corrigée $v_{corr} \sim 3540$ m/s. En raison du fait qu'on a pris un pas constant $\Delta\gamma$ dans la semblance et qu'on peut exprimer de manière simple la correction comme

$$v_{corr} = \frac{v_{migr}}{\gamma}, \quad \text{en différentiels :} \quad \Delta v_{corr} = -\frac{v_{migr}}{\gamma^2} \Delta\gamma \quad (3.68)$$

Cette expression suggère que notre approche est plus sensible aux vitesses sur-estimées ($\gamma > 1$) qu'à celles sous-estimées ($\gamma < 1$).

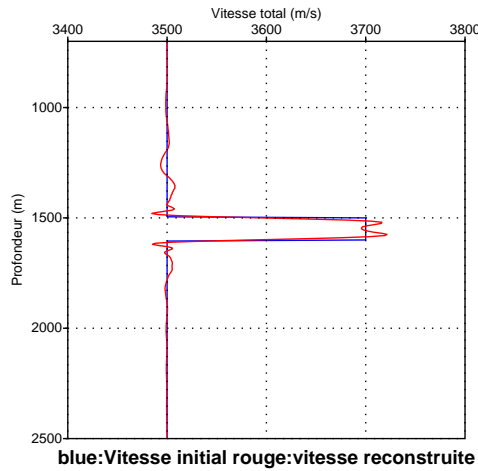


FIG. 3.20 – Superposition du modèle de vitesse vrai et du modèle de vitesse totale ($v_0 + \delta v$) obtenue avec le modèle de référence correct $v_0 = 3500 \text{ m/s}$

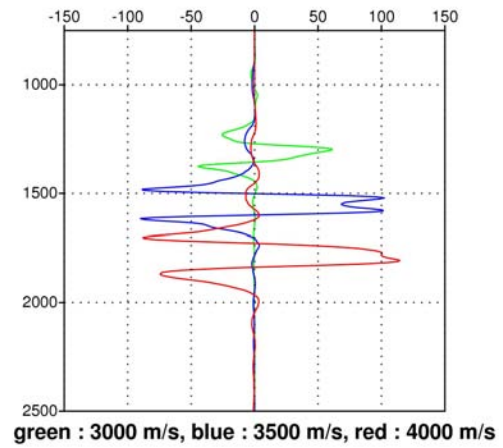
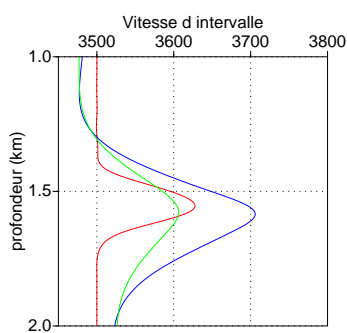
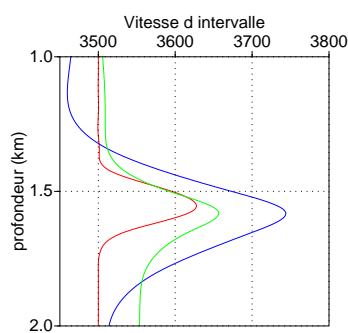


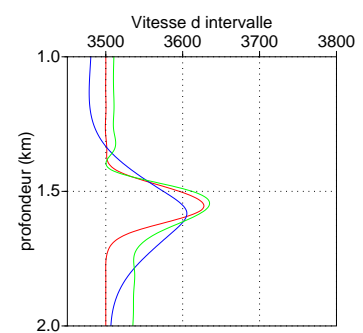
FIG. 3.21 – Superposition des traces migrées obtenues avec les trois modèles de vitesse de référence homogènes non corrigés



(a) $v=3000$



(b) $v=3500$



(c) $v=4000$

FIG. 3.22 – Trace du modèle de vitesse après la deuxième itération (bleu) et après la troisième itération (vert) superposées à la trace lissée du vrai modèle (rouge)

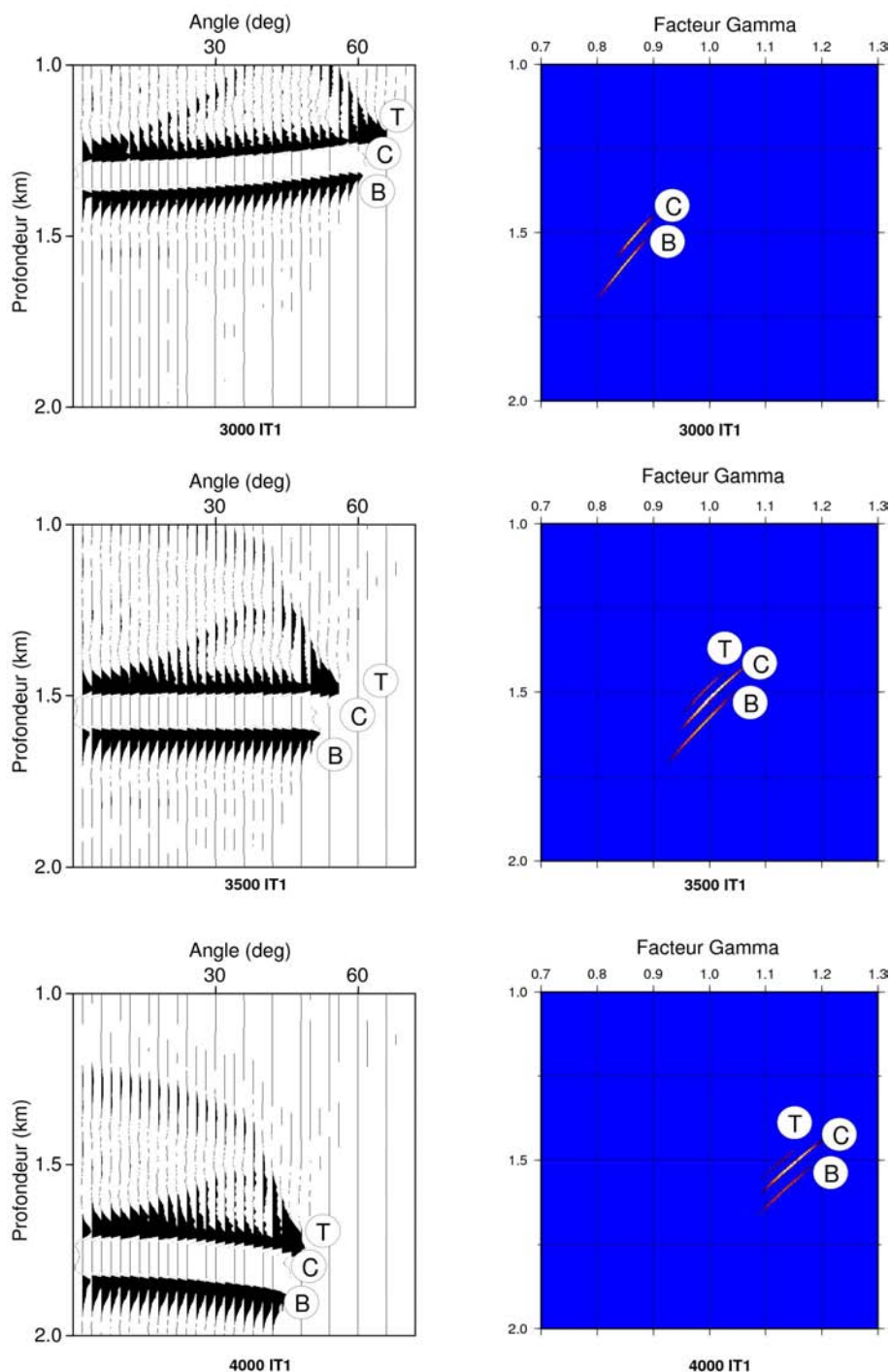


FIG. 3.23 – (à gauche) Panneaux Iso-X *non-corrigés* issus de la migration pour les trois modèles de vitesse : 3000 m/s (en haut), 3500 m/s (au centre), 4000 m/s (en bas). (à droite) Panneaux de semblance correspondants aux panneaux Iso-X de gauche pour : 3000 m/s (en haut), 3500 m/s (au centre), 4000 m/s (en bas). Trois événements apparaissent : Le toit du réflecteur (T), qui présente une polarité positive, le centre du réflecteur (C), qui correspond à la plus forte amplitude de polarité négative, et la base (B), qui montre une polarité positive. On peut noter que sur les trois panneaux de semblance, malgré la différence de vitesse des modèles de référence, la profondeur du maximum d'énergie est située à 1.5 km, c'est-à-dire, à la profondeur corrigée z_{corr}

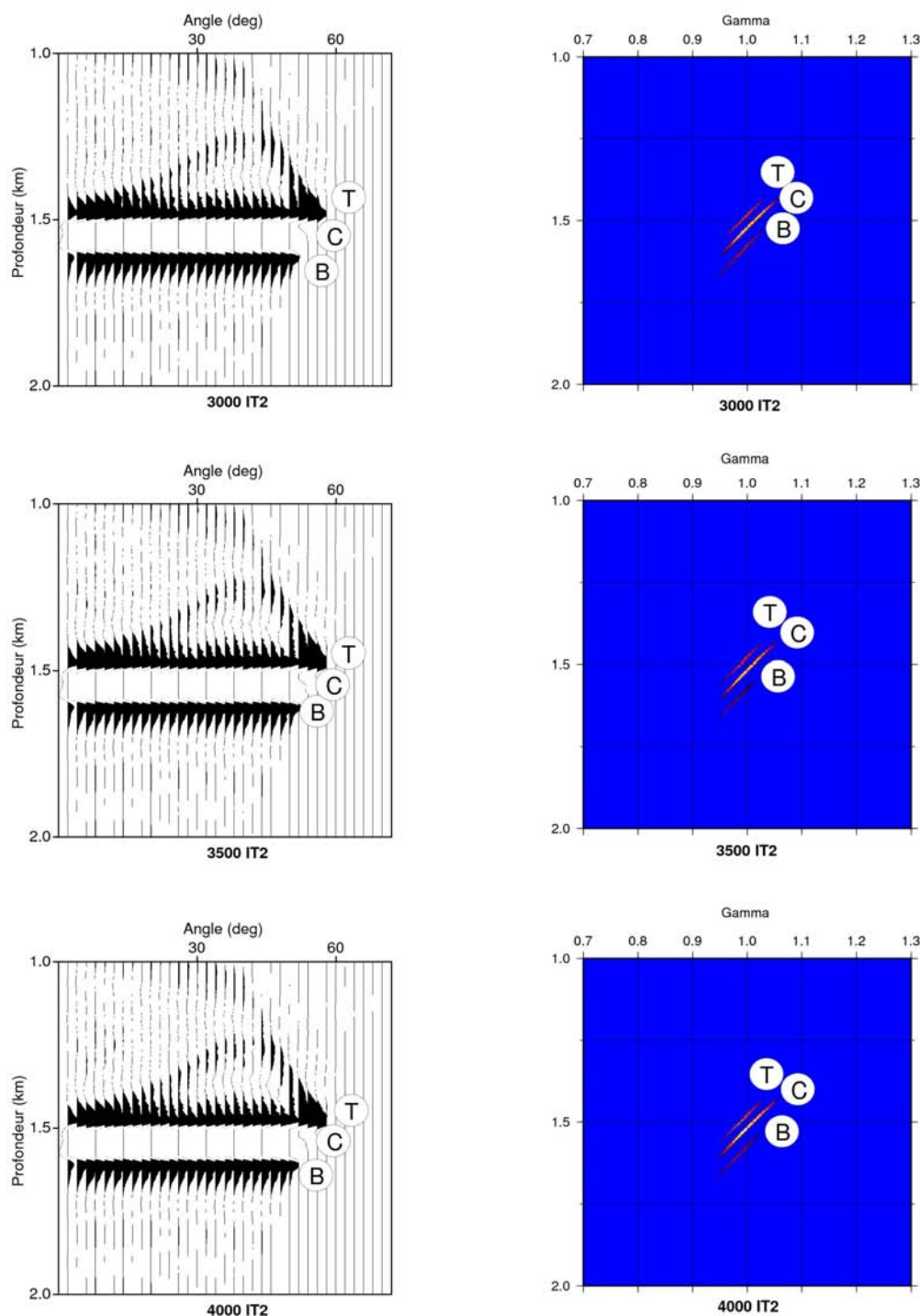


FIG. 3.24 – (à gauche) Panneaux Iso-X après la première itération de correction des modèles de référence v_0 : 3000 m/s (en haut), 3500 m/s (au centre), 4000 m/s (en bas). (à droite) Panneaux de semblance correspondants aux panneaux Iso-X de gauche pour les modèles de référence initiaux : 3000 m/s (en haut), 3500 m/s (au centre), 4000 m/s (en bas). Les mêmes événements de la figure (figure 3.23) apparaissent.

3.3.3 Mise en œuvre de la méthode de correction du modèle de vitesse

La procédure appliquée aux données est présentée sur la figure 3.25 : les données sont pré-traitées, un macro-modèle de vitesse de référence initial est obtenu par analyse de vitesse conventionnelle dans le domaine temps. Les vitesses quadratiques moyennes sont transformés en vitesses d'intervalle via la formule de Dix (voir section §2.2.3 et les équations 2.8 et 2.9). Les lois de vitesse sont converties dans le domaine profondeur et sont interpolées et lissées sur une grille 2D incorporant une vitesse constante au dessus de la bathymétrie. ¹.

La qualité du macro-modèle de vitesse est contrôlée par l'analyse des panneaux ISO-X. Si les panneaux présentent des réflecteurs courbés vers le bas (figure 3.25 (a) en bas, exemple d'un panneau), la méthode de correction du modèle des vitesses permet de quantifier les erreurs d'estimation du macro-modèle de vitesse via la fonction de semblance Gamma qui présente des valeurs supérieures à 1 (figure 3.25 (b) en bas) ; cette fonction indique que le macro-modèle a été localement sous-estimé. Il est possible de calculer une fonction de correction à appliquer au macro-modèle de vitesse (figure 3.25 (c)). On peut voir l'effet de cette correction sur un log, qui a fait agmenter la vitesse au toit de la croûte océanique (figure 3.25 (c) à droite pour un log de vitesse situé en $X = 85km$ cf. modèle de vitesse 2D en dessus). En analysant le modèle tout entier, on trouve une fonction de correction 2D qui est appliquée au modèle de vitesse. On procède itérativement jusqu'à ce que les fonctions Gamma soient ≈ 1 . Ceci nous garantit que les reflécteurs de l'image migrée sont bien focalisés et bien positionnés. La figure 8 (d) en bas, montre une portion du profil 44 avant et après correction du modèle de vitesse, on peut voir que, après la correction du macro-modèle, les reflécteurs sont mieux focalisés et que le toit de la croûte a été déplacé d'environ 2 Km.

3.3.4 La tomographie par inversion des temps des premières arrivées

La tomographie par inversion des temps de la première arrivée est une méthode qui cherche un modèle de vitesse en utilisant des temps de trajet des données de SGA (problème inverse). Si des données SGA co-incidentes au profil de sismique réflexion multitrace sont disponibles, ce type de tomographie peut fournir une alternative intéressante aux analyses de vitesse par migration pour déterminer un modèle de référence plus particulièrement aux profondeurs peu résolues par la sismique MCS.

La tomographie par inversion des temps de trajet de la première arrivée consiste à minimiser l'écart entre les pointés des premières arrivées sur les différents capteurs de SGA et les temps calculés dans un modèle de départ. Il est donc nécessaire de calculer les temps de trajet par des techniques de différences finies [Podvin and Lecomte, 1991] appréciées pour leur robustesse comparativement au tracés de rai.

¹Il se trouve que dans l'analyse de vitesse, la vitesse de l'eau varie d'un CDP à l'autre, selon le pointée du réflecteur du fond océanique

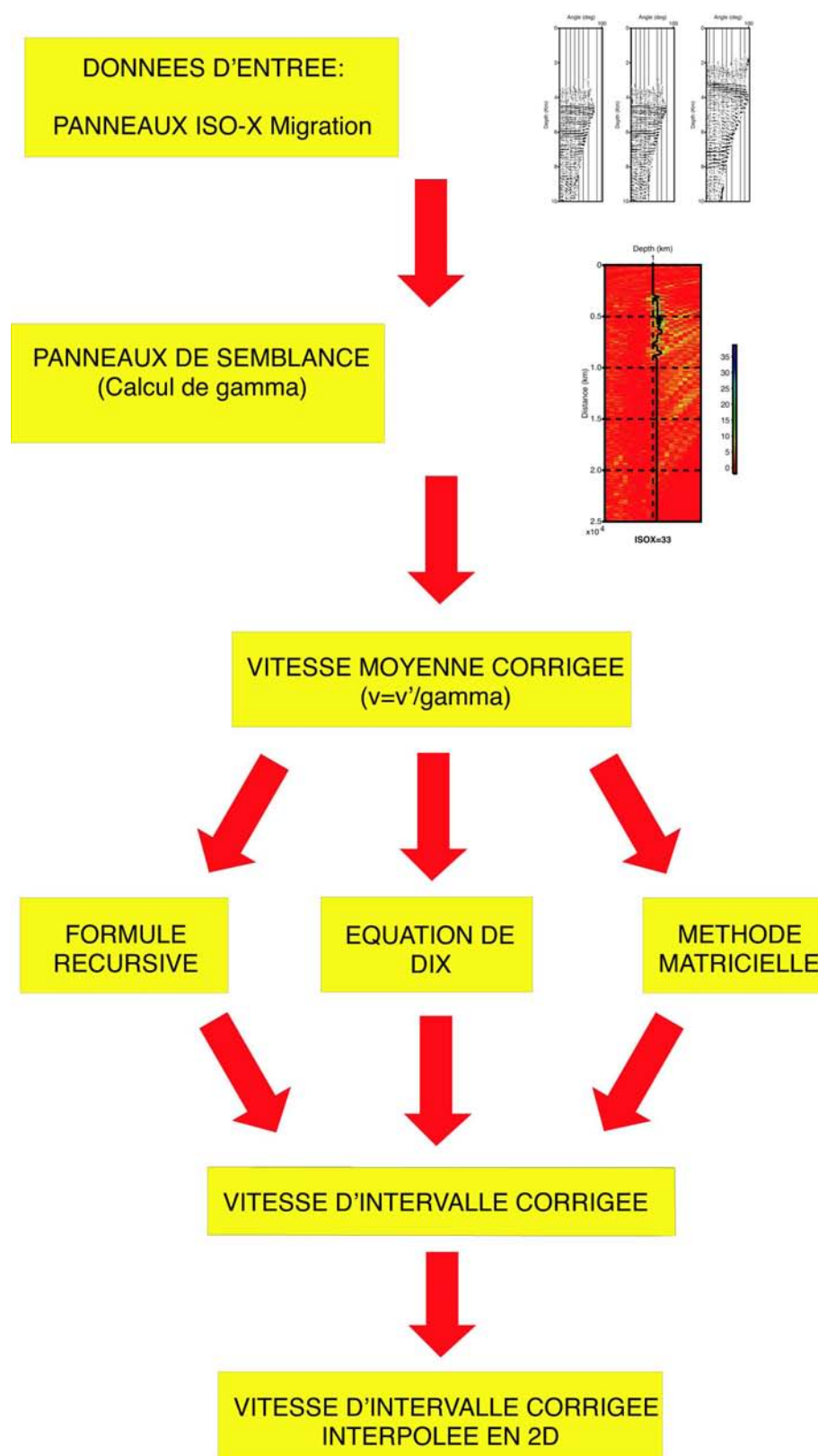


FIG. 3.25 – Procédure de correction du modèle des vitesses de référence. Des trois approches implémentées, seulement la méthode matricielle est stable et elle a été utilisée pour les applications aux données réelles

La tomographie nécessite un modèle de départ \mathbf{m}_0 au quel on va ajouter les modèles de perturbation au cours des itérations. Le problème numérique consiste à résoudre un système d'équations linéaire reliant les écarts des temps de trajet Δt aux perturbations des paramètres du modèle $\Delta \mathbf{m}$

$$\Delta t = \mathbf{A} \Delta \mathbf{m}$$

où \mathbf{A} est la matrice des dérivées de Fréchet (matrice jacobienne).

Chaque ligne de la matrice \mathbf{A} est associée à un rai et a des coefficients non nuls aux points de l'espace échantillonnés par le rai. Le problème inverse consiste à projeter les résidus des temps sur les trajectoires des rais [Zelt et al., 1998]. Comme les rais sont des courbes d'épaisseur infiniment faible et que les temps de trajet des premières arrivées ne sont sensibles qu'aux variations basse fréquence du milieu ², le système tomographique est classiquement régularisé par des contraintes de lissage forçant le modèle de vitesse à rester lisse.

3.4 La modélisation directe/inversion des données de sismique grand-angle [Zelt and Smith, 1992]

La première étape pour la modélisation directe des données SGA est la classification des arrivées principales sur des sections sismiques correspondantes à chaque OBS. Généralement les premières arrivées sur une section sismique SGA sont caractérisées par leur pente qui est une fonction de la vitesse apparente de l'hodochrone (voir section §[2.6]). On peut estimer cette vitesse apparente comme la vitesse de réduction v_r (équation 3.69) pour laquelle l'hodochrone est horizontale. On essaie d'identifier les arrivées sur plusieurs OBS afin de les interpréter en terme de phases, que vont permettre de construire un *modèle initial*. Ce modèle initial est constitué par des couches associées à chaque phase, dont la vitesse v_i est estimée à partir de la vitesse apparente et la profondeur z_i est estimée en deux manières : **(1)** à travers la distance de croisement (*crossover distance* en anglais) X , qui est l'offset où finit une arrivée de vitesse apparente v_i et commence une nouvelle arrivée de vitesse apparente v_{i+1} , comme il est décrit par l'équation [Lay and Wallace, 1995, page 82]

$$z_i = \frac{X}{2t_0} \sqrt{\frac{v_{i+1} - v_i}{v_{i+1} + v_i}} \quad (3.69)$$

t_0 est le temps où la prolongation d'une hodochrone croise l'offset zéro. **(2)** Par essai et erreur avec le programme de modélisation directe (par exemple [Zelt and Smith, 1992]). Après avoir identifié et classé les arrivées, on les numérise (*pointée*). On utilise le logiciel plotsegy pour la présentation à l'écran de la section sismique et de sa numérisation. Souvent les premières interprétations des arrivées changent au cours de la modélisation, et elles sont parfois réinterprétées pour rendre compte des phases observées. Si on prend

²la résolution de ce type de tomographie est estimée correspondre à la largeur de la première zone de Fresnel donnée par $\sqrt{\lambda o}$ où λ est la longueur d'onde et o est l'offset.

en compte que la modélisation directe n'as pas de solution unique, toute information supplémentaire provenant d'autres méthodes de modélisation (comme par exemple les données SMT et de gravimétrie) et la connaissance géologique et tectonique de la zone à modéliser sont utiles pour la construction du modèle initial [Zelt, 1999].

Dans la section §[3.2] on a décrit le problème direct dans le cadre de la migration des données SMT. Pour les données SGA on parle de modélisation directe quand on suppose connu le modèle de vitesse et on calcule les temps des arrivées synthétiques ayant pour objectifs : (1) de prédire le temps des arrivées observées (2) d'expliquer le maximum des points numérisés (observations). Il existe un compromis entre ces deux objectifs, et parfois la modélisation ne permet pas d'améliorer l'écart entre les temps observés et calculés sans réduire le nombre de points expliqués. On a utilisé un algorithme de tracé des rais (voir section §[2.4(3)]) [Zelt and Smith, 1992], qui fourni le temps d'arrivé "calculé" pour chaque point numérisé.

Le modèle de vitesse dans ce logiciel est composé par des couches définies par *nœuds de géométrie* reliés par des lignes droites qui déterminent les limites des couches . Dans chacune de ces couches on définit les vitesses au moyen de *nœuds de vitesse* placés sur les limites supérieure et inférieure de la couche. Les vitesses sont interpolées linéairement pour obtenir la distribution des vitesses dans tout le modèle.

Parmi les stratégies de modélisation présentées dans [Zelt, 1999], j'ai suivi une modélisation couche à couche (*layer-stripping* en anglais) en raison de sa facilité d'application. Dans cette stratégie on modifie d'abord les couches les plus superficielles du modèle initial et une fois que les arrivées calculées expliquent bien les observées, on poursuit la modélisation pour les couches plus profondes, jusqu'à obtenir un modèle avec une erreur minimale.

3.5 Post-traitement de l'image migrée

Dans la section précédente nous avons conclu que l'approximation du Hessien avec le dirac serait exacte seulement dans le cas d'une source sismique de bande passante infinie et d'un dispositifs d'acquisition d'extension infinie. Ces deux hypothèses sont enfreintes lors d'expériences sismiques réelles. L'image migrée subit, donc, parmi d'autres, les effets de troncature que je viens d'illustrer, et la géométrie des réflecteurs sismiques resulte biaisée par ces effets. Pour tenter d'obtenir le modèle du sous-sol (= modèle impulsional) que nous aurions pu obtenir si la source de bande passante était infinie et si le dispositifs d'acquisition avait eu une extension infinie, nous avons mis en ouvre une méthode de post-traitement de image migrée. Avant d'aborder les explications de l'approche implementée, qui feront l'objet de cette section, je tiens à rappeler que tout d'abord la fiabilité de l'image migrée a été vérifiée via la correction itérative du modèle de vitesse (voir section §3.3.1). Les irrégularités du dispositifs d'acquisition et le traitement de la navigation n'ont pas été pris en compte, étant ces effets négligeables pour les profils que nous avons traités. Le post-traitement de l'image migrée est synthétisé dans la Figure 3.2.

Je vais décrire ici à la suite les différentes étapes de la procedure mise ouvre : (1) calibration de l'image migrée, (2) estimation de la source, (3) génération aléatoire

des modèles du sous-sol (paramétrisation), (4) modélisation via la convolution (problème direct), (5) minimisation de la fonction coût via la méthode d'inversion globale récruit simulé (VFSA en anglais "Very Fast Simulated Annealing").

3.5.1 Calibration de l'image migrée

Les perturbations de vitesse des traces migrées ont des amplitudes relatives ³ que l'on peut transformer en unités SI (e.g. m/s). Pour ce faire, il faut estimer le coefficient de réflexion du fond marin pour une onde P d'incidence normale $R_{P\perp}$, qui est proche à deux fois le rapport entre l'amplitude du premier multiple et l'amplitude de la réflexion primaire sur le fond $R_{P\perp} = 2A_{mul}/A_{prim}$ [Warner, 1990]. Pour une onde P d'incidence normale le coefficient de réflexion $R_{P\perp}$ est défini comme [Lay and Wallace, 1995]

$$R_{P\perp} = \frac{\rho_2\alpha_2 - \rho_1\alpha_1}{\rho_1\alpha_1 + \rho_2\alpha_2} \quad (3.70)$$

ou ρ_1 et α_1 sont la densité et la vitesse de propagation d'onde P dans le milieu d'incidence et ρ_2 et α_2 sont la densité et la vitesse de propagation d'onde P dans le milieu de transmission. Si on suppose que la densité des matériaux du fond est proche à la densité de l'eau ($\rho_1 \simeq \rho_2$) et on connaît la vitesse de propagation des ondes P dans l'eau ($\alpha_1 \sim 1500\text{m/s}$) on peut estimer la perturbation de vitesse ($\delta v = \alpha_2 - \alpha_1$) correspondante à la réflexion primaire sur le fond marin.

$$\delta v_{fond} = \alpha_2 - \alpha_1 = \frac{2R_{P\perp}}{1 - R_{P\perp}}\alpha_1 \quad (3.71)$$

Grâce à la relation linéaire entre les amplitudes de la donnée et les perturbations dans l'image migrée, on peut associer δv_{fond} à la valeur de l'amplitude relative du fond. Si l'on suppose que la migration/inversion respecte le rapport entre les amplitudes, ce facteur d'échelle peut être appliqué à l'ensemble de l'image migrée.

3.5.2 Estimation du signal source

Afin de pouvoir estimer avec précision les amplitudes absolues des vitesses dans les réflecteurs sismiques ainsi que parvenir à la résolution des couches finement espacées, il est nécessaire une estimation de l'ondelette source la plus précise possible. Trois voies ont été explorées :

Modélisation de la source fournie par l'IFREMER Il est possible de modéliser la signature de source du champ lointain à partir du champ proche (e.g la technique de [Ziolkowski et al., 1982]). Cependant ces méthodes nécessitent de plusieurs enregistrements et elles sont très sensibles aux effets de la réflexion à la surface de la mer et à l'interaction entre les canons. Cette estimation a été faite pour l'acquisition de la campagne SISTEUR (section §[2.2.2]) à partir du signal enregistré par les hydrophones placés sur les douze canons. L'excitation temporelle de source obtenue est présentée en haut de la figure 3.28.

³Dans notre cas ces amplitudes étaient de l'ordre de 10^7 unités relatives

Source estimée par moyenne de l'onde directe. Pour améliorer le rapport signal sur bruit, les amplitudes des traces bruitées proches des 16 avions (section §[2.2.2]) ont été atténuées et la moyenne des ondes directes sur 34 tirs a été calculée. L'onde directe résultante (figure 3.26 à gauche) a été corrigée à l'horizontale par une procédure d'applatissage basée sur l'intercorrrelation entre traces voisines [Ribodetti et al., 2000b] (figure 3.26 au centre). L'ondelette de source résultante provient de la sommation des traces applaties (au centre de la figure 3.28)

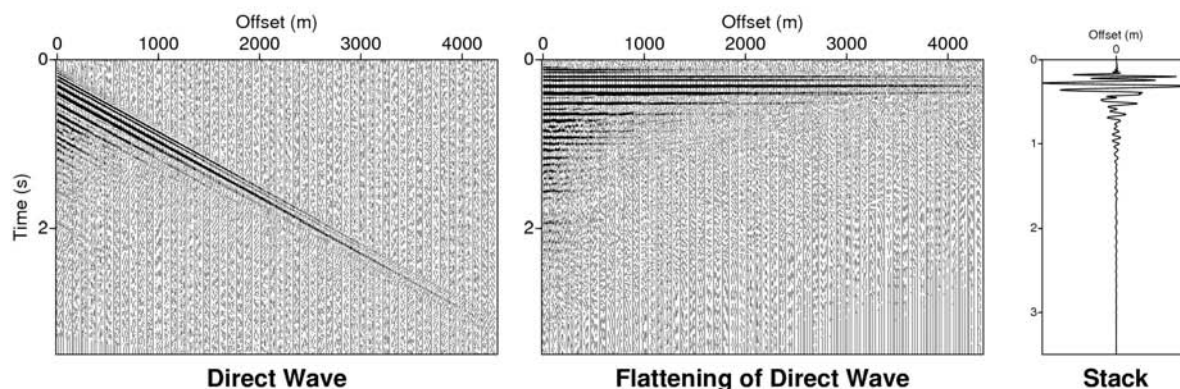


FIG. 3.26 – (À gauche) Onde directe, obtenue par la moyenne des tirs 1351-1385 du profil SIS-40. (Au centre) Onde directe après l'applatissage. (À droite) sommation des traces

Estimation de la source par inversion linéaire des données [Pratt, 1999] Si l'on suit [Pratt et al., 1998], le problème direct ⁴ dans le domain fréquentiel, est exprimé comme :

$$\mathbf{S}(\omega)\mathbf{u}(\omega) = s\mathbf{f}(\omega) \quad (3.72)$$

Cette expression présente de manière compacte, pour chaque fréquence ω et pour n traces, la relation linéaire entre le champ de pressions \mathbf{u} (de taille $n \times 1$) et un terme de source $s\mathbf{f}$ (taille $n \times 1$) via la matrice d'impédance \mathbf{S} ($n \times n$). Si le modèle de vitesse est connu ⁵, la source peut être estimée par l'inversion des seismogrammes enregistrés. Dans le problème direct on calcule le champ de pressions synthétique \mathbf{u} généré par la propagation d'une estimation de source initiale \mathbf{f} ⁶, ainsi le problème d'estimation de la source se réduit à déterminer le scalaire complexe s . L'écart entre les seismogrammes synthétiques ainsi obtenus \mathbf{u} et les données observées \mathbf{d} est :

$$\delta\mathbf{d}(\omega) = \mathbf{u}(\omega) - \mathbf{d}(\omega) \quad \text{dans } \mathcal{L}^2 \text{ la fonction coût est} \quad E = \frac{1}{2}\delta\mathbf{d}^t\delta\mathbf{d}^* \quad (3.73)$$

Où $*$ représente le complexe conjugué. On peut montrer [Song and Williamson, 1995] que le minimum de la fonction coût est obtenu quand :

$$s(\omega) = \frac{\mathbf{u}^t(\omega)\mathbf{d}^*(\omega)}{\mathbf{u}^t(\omega)\mathbf{u}^*(\omega)} \quad (3.74)$$

⁴ Dans son approche, le problème directe établie une relation linéaire entre le champ de pressions et un terme de source

⁵Par exemple si c'est l'onde directe qui se propage dans l'eau

⁶Pour simplifier les calculs on a utilisé comme source initiale un Dirac

On a calculé la propagation d'un Dirac dans un modèle homogène à vitesse 1480 m/s par différences finies [Ravaut, 2003]. Dans ce cas l'observable (**d**), correspondent à l'onde directe enregistrée. Le résultat de l'inversion est présentée en bas de la figure 3.28. On peut vérifier la qualité du résultat si on résous le problème direct, à partir de cette ondelette calculée, et on compare les traces synthétiques obtenues avec le données observées (figure 3.27). La simplicité du milieu a permis que l'ondelette simule presque parfaitement les données.

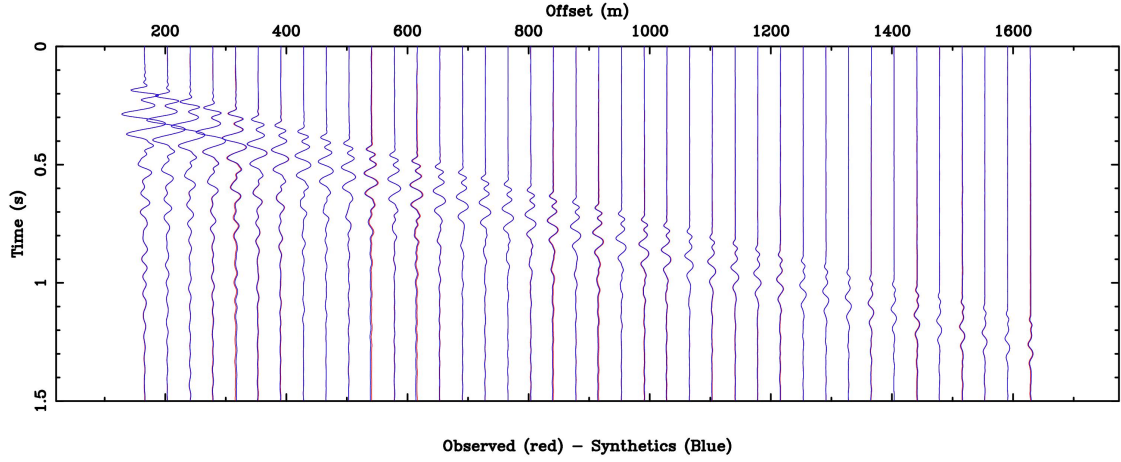


FIG. 3.27 – Superposition des traces observées (rouge) et des traces obtenues avec la source déterminé par inversion linéaire (bleu) (s dans l'équation 3.74).

Les trois sources ont un contenu fréquentiel légèrement différent (figure 3.29). Le spectre d'amplitude de l'ondelette fournie par l'Ifremer est plus riche en hautes fréquences, mais présente un déficit en basses fréquences (figure 3.29 en bleu). Le spectre de l'ondelette obtenue à partir de l'onde directe préserve le contenu fréquentiel de la donnée (onde directe observée) et présente deux lobes importants à 9 et 13 Hz (figure 3.29 en vert et 3.28). Le spectre de l'ondelette source obtenue par inversion linéaire est proche à celle issue de la moyenne de l'onde directe, mais elle est plus riches en hautes fréquences, ce qui est avantageux pour améliorer la résolution des réflecteurs très proches, comme nous l'avons mentionné dans la section 3.2.3.

3.5.3 Paramétrisation

L'approche générale consiste à générer aléatoirement des modèles du sous-sol unidimensionnels en profondeur. Un modèle est composé d'une séquence de n couches $\mathbf{m} = (z_1, \delta v_1, \dots, z_k, \delta v_k, \dots, z_n, \delta v_n)$, dont l'épaisseur z_k et la vitesse δv_k sont des variables aléatoires qui observent :

$$z_{min} \leq z_k \leq z_{max} \quad - \delta v_{max} \leq \delta v_k \leq \delta v_{max} \quad (3.75)$$

Tandis que le nombre de couches est variable, les épaisseurs doivent toujours observer la condition :

$$\sum_{k=1}^n z_k = Z \quad (3.76)$$

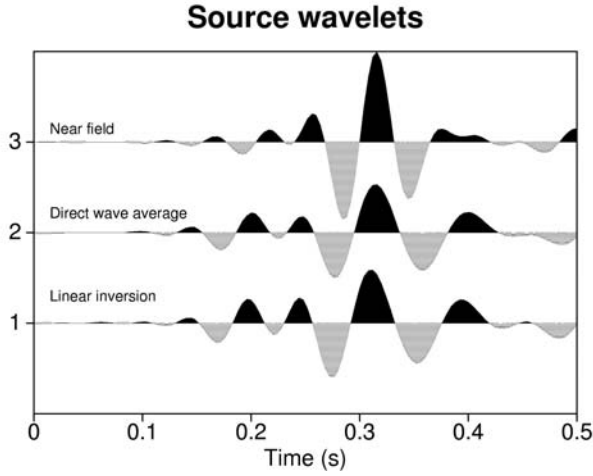


FIG. 3.28 – Estimation de la signature de la source à partir du champ lointain, obtenue à partir : (en haut) des enregistrements du champ proche, (au centre) de la moyenne de l'onde directe, (en bas) par inversion linéaire. Les trois ondelettes ont été normalisées en fréquence et filtrés avec un passe-bande 0-5-20-25 Hz.

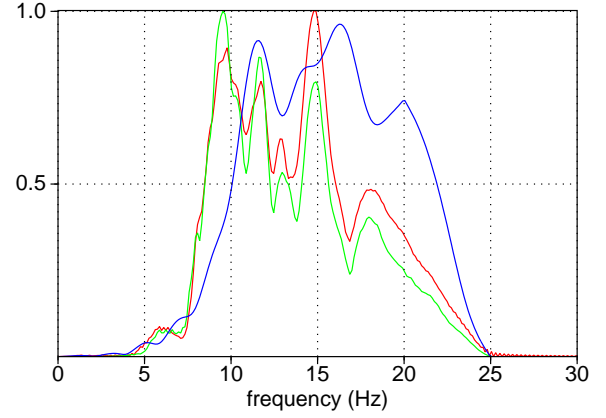


FIG. 3.29 – Spectre des trois sources : source fournie par l'Ifremer (bleu), celle obtenue par sommation de l'onde directe (vert) et par inversion linéaire (rouge)

Où la constante Z c'est la longueur totale du modèle. J'ai choisi de travailler avec des perturbations de vitesse autour de la valeur du modèle de vitesse de référence $\delta v_k = v_k - v_k^0$ (équation 3.75), mais la procédure peut être adaptée pour travailler avec les valeurs des vitesses totales v_k . La valeur de δv_{max} a été déterminée à partir de l'amplitude maximale de la trace migrée dans la zone d'étude. Les valeurs de z_{max}, z_{min} ont un effet important sur la résolution du modèle final et ont été définies à partir de études de sensibilité du modèle optimal ⁷.

3.5.4 Problème direct : Modélisation par convolution

Chacun des modèles \mathbf{m} est transformée en temps via le modèle de vitesse de référence \mathbf{v}_0 . Puis, le modèle en temps \mathbf{m} est interpolé (par une base de splines) au même pas d'échantillonnage (Δt) de l'ondelette de source \mathbf{s} . Ensuite, on peut appliquer à ce modèle le filtre résultant de la bande passante limitée de la source (convolution en temps des deux fonctions) $\mathbf{m} * \mathbf{s} = \mathbf{g}_t(\mathbf{m})$ et on transforme la trace résultante en profondeur $\mathbf{g}_z(\mathbf{m})$ en utilisant le modèle de vitesse de référence \mathbf{v}_0 . En bref, le problème direct consiste

⁷Une option est de fixer la valeur de l'épaisseur minimal comme la résolution de Rayleigh théorique $\lambda/4$. On peut aussi permettre des épaisseurs plus petites que cette valeur, à condition que ces perturbations de haute fréquence soient validées dans la moyenne entre plusieurs modèles optimaux (e.g. l'approche multi-VFSA, qui sera présenté dans la section §3.5.6)

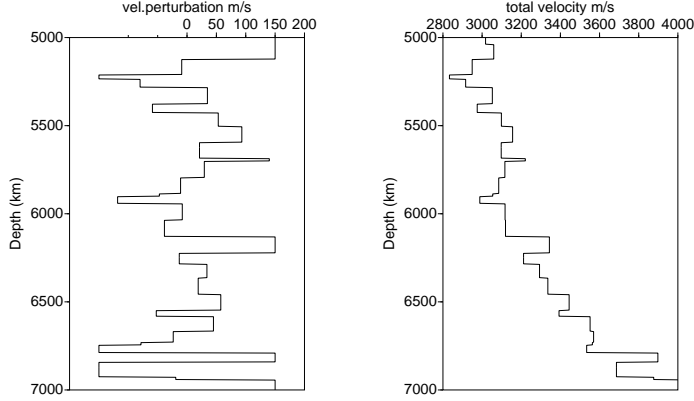


FIG. 3.30 – (à gauche) Exemple d'un modèle de perturbations de vitesse (δv). (à droite) Modèle à vitesse totale ($v = \delta v + v_0$). L'intervalle des vitesses $\pm \delta v_{max}$ est $(-150, 150)$ m/s. L'épaisseur minimale et le maximale de couche ont été fixés à $z_{min} = 16$ m, et $z_{max} = 94$ m

à modéliser la trace migrée \mathbf{d} via la convolution entre la source et la famille de modèles impulsionnels. Pour discriminer parmi tous ces modèles ceux qui sont le plus proches de la trace migrée, nous avons choisi une stratégie d'inversion. On montrera (section §3.5.7) que la convolution est une bonne approximation, dans certaines conditions, pour modéliser les traces migrées.

3.5.5 Problème inverse

Dans cette section nous abordons le problème de la recherche du modèle impulsionnel du sous-sol (i.e. le modèle que nous aurions obtenu par migration/inversion si la source avait eu une bande passante infinie et le dispositif d'acquisition une ouverture infinie). Cette recherche est faite dans le cadre de la résolution d'un problème inverse que nous allons résoudre par inversion non-linéaire afin d'utiliser le moins possible d'information *à priori* sur le modèle impulsionnel cherché.

Le problème inverse consiste minimiser l'écart $E(\mathbf{m})$ entre la trace migrée synthétique $\mathbf{g}_z(\mathbf{m})$ et la trace migrée observée \mathbf{d} , qui peut être exprimé dans une norme \mathcal{L}^2 de la manière suivante⁸

$$E(\mathbf{m}) = \frac{1}{2} [\mathbf{g}_z(\mathbf{m}) - \mathbf{d}]^T \mathbf{C}^{-1} [\mathbf{g}_z(\mathbf{m}) - \mathbf{d}] \quad (3.77)$$

\mathbf{C}^{-1} est l'inverse de la matrice de covariance⁹ (*à priori*) qui contient les incertitudes liées aux observations (que l'on suppose connues). Au début on a réalisé la procédure de minimisation de la fonction coût par essai et erreur (voir [Ribodetti et al., 2003]). L'automatisation de la recherche des solutions, et la réduction des hypothèses *à priori* sur les modèles nous on conduit vers les techniques d'inversion linéaires et non-linéaires. [Sambridge and Mosegaard, 2002, section 3.1.1] ont énuméré différents avantages des techniques d'inversion non-linéaires telles que Monte Carlo par rapport aux approches linéarisées :

- (1) Elles sont numériquement stables, à différence des méthodes linéaires dont la stabilité

⁸La définition de la fonction coût dépend de la densité de probabilité des données et des observations. Dans la fonction coût que j'utilise il y a l'hypothèse implicite que toutes les incertitudes suivent une densité de probabilité gaussienne [Tarantola, 2005, section §3.2]

⁹Pour la définition de la covariance voir l'équation 3.86

dépend des restrictions ¹⁰, (2) L'estimation de l'incertitude (la matrice de covariance et de résolution) de la solution est plus fiable, parce que ne se limite pas aux alentours du minimal. (3) Sont la seule solution quand il n'existe pas une relation analytique entre les observables et les inconnues. De plus, le choix d'une inversion non-linéaire a été possible du fait que notre problème direct est très peu coûteux en temps de calcul. Les avantages mentionnés m'ont induit à choisir des techniques d'inversion globale pour aborder le problème de minimisation de la fonction coût.

Bref état de l'art sur les méthodes d'inversion globale

Dans ce paragraphe je rappelle brièvement les techniques d'inversion globale. L'exploration des modèles dans les méthodes d'inversion globale, telles que Monte Carlo, sont fondées sur la notion de *random walk*. Une marche aléatoire est un processus stochastique (série temporelle) où la génération des points successifs a comme contrainte que le point \mathbf{m}_{i+1} échantillonné à l'itération $(i + 1)$ est voisin ¹¹ du point \mathbf{m}_i échantillonné à l'itération i . La plus simple des marches aléatoires est celle des séquences de Monte Carlo basées sur les chaînes de Markov (MCMC, en anglais), où le point \mathbf{m}_{i+1} dépend seulement du point précédent \mathbf{m}_i (on dit dans ce cas que le processus n'as pas de "mémoire").

Aujourd'hui il existent deux approches différentes au problème de l'inversion non-linéaire de type Monte Carlo : d'un côté l'*optimisation*, dans laquelle l'on cherche à trouver un modèle \mathbf{m} qui minimise une fonction coût $E(\mathbf{m})$ (généralement l'écart entre les données observées et synthétiques). Le deuxième approche est l'*inférence d'ensemble* qui tire partie d'une formulation probabiliste pour laquelle le problème à résoudre est l'échantillonnage d'une surface de probabilité pour tout l'ensemble des modèles. On verra plus tard (section §3.5.6) que la dernière approche est plus convenable pour le calcul de la résolution et de l'incertitude des solutions, mais elle demande une exploration plus étendue dans l'espace des modèles.

Etant donnée que la taille réelle de l'espace des modèles est très grande ¹², il est, pour la plupart des cas, impossible d'explorer systématiquement tous ses points ¹³. Dans ces cas, il est plus utile de réaliser une marche aléatoire "dirigée" connue comme *échantillonnage par importance*. Le critère de Métropolis [Metropolis et al., 1953] est la technique d'échantillonnage par importance la plus efficace [Mosegaard and Tarantola, 2002]. Si dans une marche aléatoire de type MCMC, à l'itération i la position est \mathbf{m}_i , on veut exprimer la probabilité d'acceptation au point suivant \mathbf{m}_k ¹⁴. Si la valeur de la fonction coût aux points \mathbf{m}_i et \mathbf{m}_k est respectivement $E(\mathbf{m}_i)$ et $E(\mathbf{m}_k)$ et on définit

¹⁰Voir, par exemple, la discussion sur la déconvolution dans [Yilmaz, 2001, chapitre 2] dont la stabilité du calcul dépend de la phase de l'ondelette source

¹¹dans le sens $|\mathbf{m}_{i+1} - \mathbf{m}_i| \leq L$

¹²Par exemple si le modèle est composé de p paramètres et chacun peut avoir n valeurs différentes, le nombre total des combinaisons possibles est p^n .

¹³Cependant une technique connue comme "grid search", est appliqué pour des cas particuliers : par exemple dans la rélocalisation des séismes ou le calcul des fonctions récepteurs [Sen and Stoffa, 1995, section §3.1, pour quelques exemples]

¹⁴On fait la distinction entre \mathbf{m}_k , le point *candidat* suivant qui peut être accepté ou refusé, et le point \mathbf{m}_{i+1} qui est celui effectivement accepté

$\Delta E = E(\mathbf{m}_k) - E(\mathbf{m}_i)$, comme la variation de la fonction coût entre les deux points, le critère de Métropolis attribue une probabilité P_{ij} d'acceptation

$$P_{ij} = \begin{cases} 1 & \text{si } \Delta E \leq 0 \\ \exp\left(-\frac{\Delta E}{T}\right) & \text{si } \Delta E > 0 \end{cases} \quad (3.78)$$

On accepte toujours le point \mathbf{m}_k si la fonction coût diminue, mais dans le cas que sa fonction coût augmente il peut encore être accepté avec la distribution de probabilité de Gibbs-Boltzmann ($\exp\left(-\frac{\Delta E}{T}\right)$). Par analogie avec la thermodynamique la constante T est appelée la température. À basses températures la marche aléatoire a tendance à se précipiter vers le minimum de la fonction coût plus proche (éventuellement un minimum local). À des hautes températures, la probabilité d'acceptation de Gibbs-Boltzmann sera grande, et la marche aléatoire a tendance à *explorer* davantage l'espace des modèles. Différentes techniques d'inversion peuvent être classées en raison de leurs propriétés [Sambridge and Mosegaard, 2002]. Les méthodes "d'exploration" ont moins de tendance à être piégées dans des minima locaux, mais leur convergence est plus lente. C'est le contraire des méthodes dites "d'exploitation", très rapides mais facilement dupées. Parmi les différentes méthodes illustrées dans la figure 3.31, un bon compromis entre le temps de calcul et l'exploration de l'espace des modèles est achevée pour celles situées dans la zone centrale de la figure. Là se trouvent deux des méthodes les plus populaires dans les applications géophysiques : le recuit simulé et les algorithmes génétiques. J'ai choisi le recuit simulé du fait qu'il se base sur deux approches qui correspondent à un échantillonnage basé sur le critère de Metropolis [Tarantola, 2005, section §2.3.6], et ainsi son extension à une formulation probabiliste s'avère plus facile.

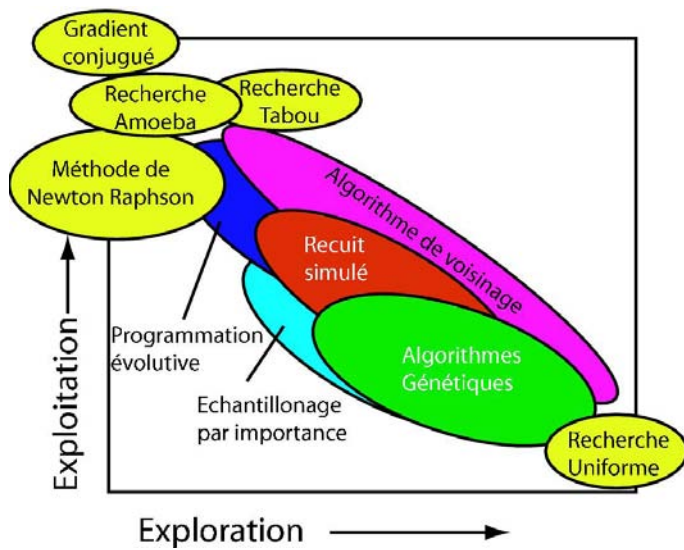


FIG. 3.31 – Schéma qui représente différentes méthodes d'optimisation à partir de deux caractéristiques : l'*exploitation* (on "exploite" l'information, par exemple la valeur de la fonction coût des points précédents) où la convergence vers un minimum de la fonction coût est favorisée et l'*exploration* où la recherche du plus grand nombre des points de l'espace des modèles est privilégiée. Les ellipses jaunes contiennent les méthodes *déterministes* qui ne font pas appel à une marche aléatoire type Monte Carlo (d'après [Sambridge and Mosegaard, 2002])

Recuit simulé pour résoudre le problème inverse

Le recuit simulé a été relevé parmi les différentes méthodes d'optimisation. Cette méthode utilise l'analogie entre le processus physique de refroidissement lent (*annealing* en anglais) d'un solide en fusion, et le problème mathématique d'obtenir le minimum d'une fonction $E(\mathbf{m})$ (interprété comme une énergie interne). La vitesse de refroidissement (la réduction de la température T de l'équation 3.78) va contrôler la qualité de la solution. Si le refroidissement est très rapide, l'algorithme converge vers un minimum local. D'autre part, un refroidissement très lent revient à un temps de calcul excessif. Différents programmes de refroidissement ont été proposés (voir [Sen and Stoffa, 1995, chapitre 4] pour une synthèse des diverses approches). [Ingber, 1992] a proposé l'utilisation d'une distribution de Cauchy pour la variable aléatoire $y \in [-1, 1]$ (équation 3.75) qui dépend de la température :

$$y(T) = \text{sgn} \left(u - \frac{1}{2} \right) T \left[\left(1 + \frac{1}{T} \right)^{|2u-1|} - 1 \right] \quad (3.79)$$

La variable $u \in [0, 1]$ est générée pseudo-aléatoirement¹⁵ ce qui facilite son implémentation. Ainsi, les perturbations pour l'itération $k + 1$ sont générées à partir des perturbations de l'itération précédente k suivant les relations :

$$z_{k+1} = z_k + y(T)(z_{\max} - z_{\min}) \quad \delta v_{k+1} = v_k + y(T)\delta v_{\max} \quad (3.80)$$

pour l'épaisseur z_{k+1} on vérifie que $z_{\min} < z_{k+1} < z_{\max}$. Avec cette distribution de

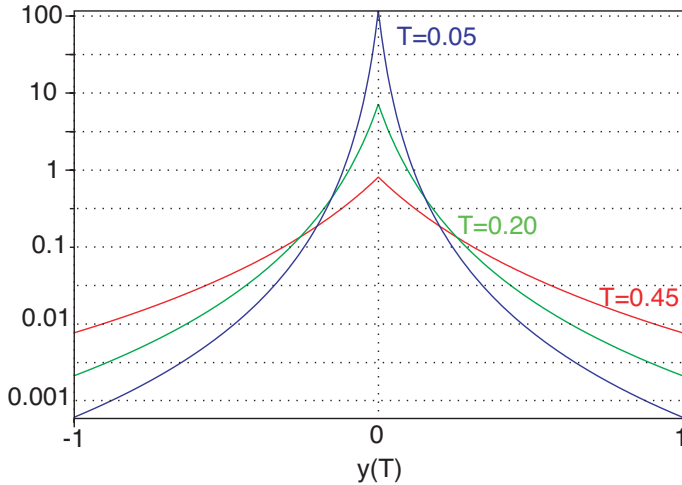


FIG. 3.32 – Densité de probabilité pour la variable $y(T)$. Quand la température se réduit, la distribution de probabilité (ou le "couloir d'exploration" autour du modèle optimal) s'amincit.

probabilité, [Ingber, 1992] a prouvé que le minimum globale est atteint si on suit un programme de refroidissement de la forme :

$$T(i) = T_0 \exp(-c_i i^{1/n(i)}) \quad (3.81)$$

Ici, $n(i)$ est le nombre total des paramètres pour le modèle \mathbf{m}_i , à l'itération i . Les pa-

¹⁵L'implémentation des techniques de Monte Carlo est basée sur la génération des séries pseudo-aléatoires par des méthodes de congruence multiplicative. J'ai utilisé la subroutine **ran2** [Press et al., 1992, section §7.1]. Pour une synthèse des différentes méthodes de génération des nombres pseudo-aléatoires voir [Park and Miller, 1988]

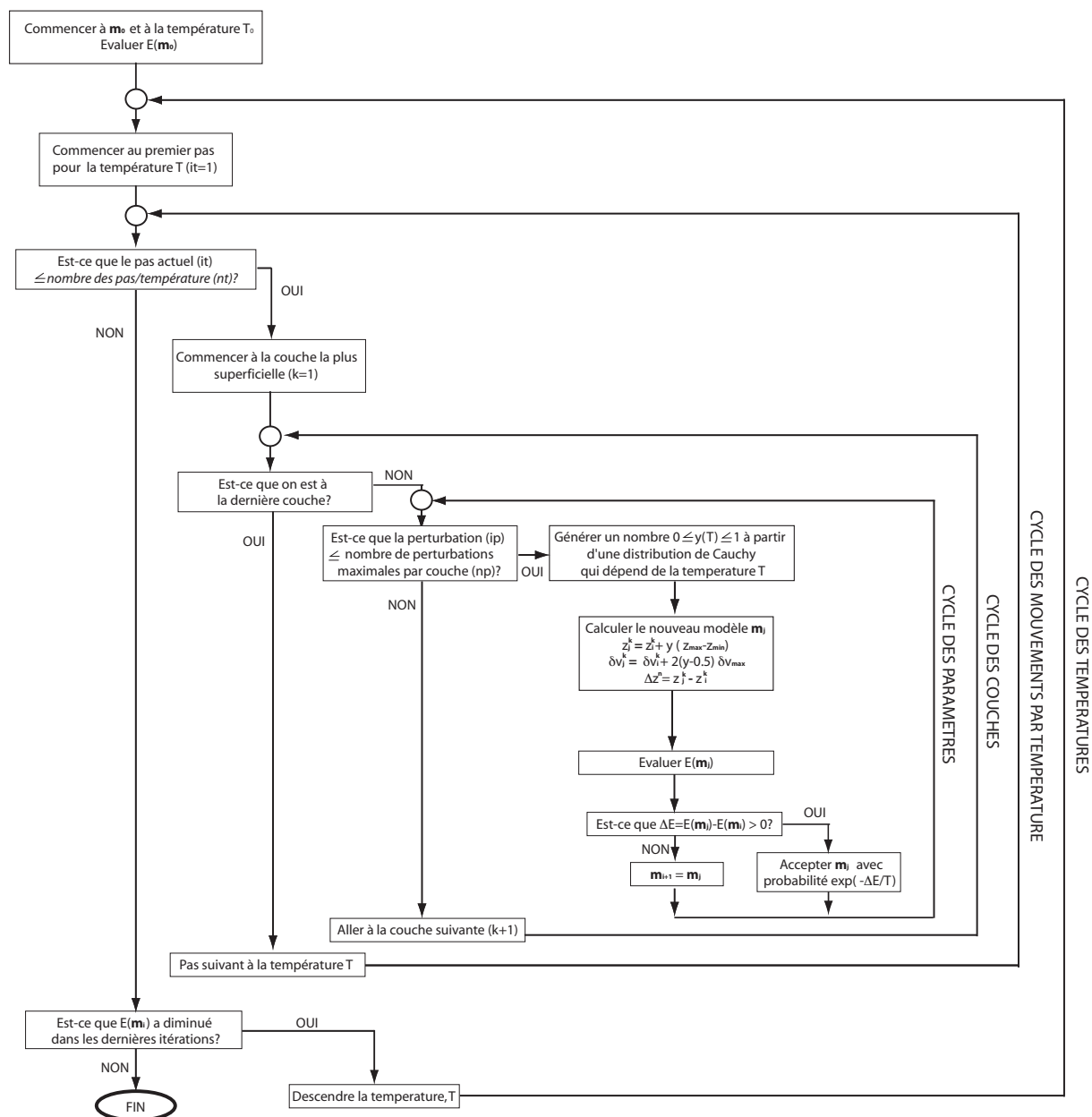


FIG. 3.33 – Schéma (*flowchart*) de l'algorithme de recuit simulé implémenté. $E(m)$ est la fonction coût.

paramètres c_i et T_0 doivent être ajustés, après des essais, pour chaque problème spécifique. Sous ces conditions qui améliorent la vitesse de convergence, l'algorithme d'inversion est connu comme *very fast simulated annealing* (VFSA). La figure 3.33 synthétise notre implémentation et l'adaptation de cet algorithme. On peut observer qu'il contient quatre cycles imbriqués. Le cycle le plus externe est un cycle sur la température T . On a décidé de permettre une exploration de quelques modèles à *température constante*, et cette exploration constitue le deuxième cycle. Pour que la simulation d'une marche aléatoire reste dans les conditions des chaînes de Markov, il est nécessaire que chaque pas (le modèle \mathbf{m}_i) subisse une petite perturbation $\mathbf{m}_{i+1} = \mathbf{m}_i + \Delta\mathbf{m}_i$, à savoir, que les modèles \mathbf{m}_{i+1} et \mathbf{m}_i soient très proches. Ainsi, dans le cycles sur les couches, elles sont visitées une par une du toit à la base ($k = 1, 2, \dots, n$). Finalement, dans le cycle le plus interne (cycle sur les paramètres), l'épaisseur z_k et la vitesse δv_k de une couche k fixe sont perturbés aléatoirement np fois (équation 3.75). Comme la longueur totale du modèle Z , doit rester constante (équation 3.76) il est nécessaire de compenser de quelque manière le changement de l'épaisseur $\Delta z^k = z_{i-1}^k - z_i^k$ de la couche k à l'itération i . On a choisi de compenser Δz^k de la couche la plus profonde (n), en observant les restrictions d'épaisseur minimal (si $z^n + \Delta z^k < z_{min}$, on "fusionne" les deux dernières couches) et maximal (si $z^n + \Delta z^k > z_{max}$, on "divise" à moitié la dernière couche). Ainsi le nombre de couches n'est pas constant et varie au cours des itérations.

3.5.6 Estimation de l'incertitude

La plupart des problèmes géophysiques résolus par inversion n'ont pas une solution unique (voir [Menke, 1984, Tarantola, 2005]). En d'autres termes, il est courant que deux solutions différentes \mathbf{m}_1^{opt} et \mathbf{m}_2^{opt} expliquent les données, $\mathbf{g}(\mathbf{m}_1^{opt}) = \mathbf{g}(\mathbf{m}_2^{opt})$. La non-unicité de la solution provient des incertitudes des mesures ¹⁶, des erreurs (e.g. approximations) dans les théories physiques et de la carence des mesures significatives. ¹⁷ Pour tenter de quantifier l'incertitude des résultats obtenus par inversion, différentes techniques ont été explorées : (1) l'échantillonnage par importance de Gibbs/Metropolis ; (2) le récuît simulé multiple (multi-VFSA) ; (3) les estimateurs statistiques à partir de la densité de probabilité *à posteriori*.

Échantillonnage par importance de Gibbs/Metropolis

Dans l'approche probabiliste la solution *complète* du problème inverse est la densité de probabilité *à posteriori* $\pi(\mathbf{m})$, définie comme [Tarantola, 2005, section §1.5.2]

$$\pi(\mathbf{m}) = k\rho(\mathbf{m})L(\mathbf{m}) \quad (3.82)$$

où k c'est une constante de normalisation, $\rho(\mathbf{m})$ est la densité de probabilité *à priori* des modèles et $L(\mathbf{m})$ est une fonction de vraisemblance, qui est une mesure de l'accord

¹⁶Qui rendent impossible une solution unique qui explique toutes les mesures répétées pour un paramètre sur-déterminé. L'exemple usuel est le cas du problème d'ajuster une droite (dans le sens des moindres carrés) qui explique au mieux un ensemble de plus de 3 points

¹⁷Liés aux paramètres sous-déterminés, avec l'exemple, cité fréquemment, des régions avec très peu ou aucune couverture des rais dans la tomographie.

entre les données observées et les données calculées à partir du modèle \mathbf{m} . Dans le cas des distributions gaussiennes des incertitudes, la fonction $L(\mathbf{m})$ correspond à :

$$L(\mathbf{m}) = \exp[-SE(\mathbf{m})] \quad \Rightarrow \quad \pi(\mathbf{m}) = k\rho(\mathbf{m}) \exp[-SE(\mathbf{m})] \quad (3.83)$$

Où $E(\mathbf{m})$ est la fonction coût définie dans l'équation 3.77. Une marche aléatoire guidée par la version du critère de Metropolis définie dans l'équation 3.78, échantillonne la distribution de Gibbs/Boltzmann [Mosegaard and Tarantola, 2002]

$$\pi_{gibbs}(\mathbf{m}) = \frac{\exp[E(\mathbf{m})/T]}{\int \exp[-E(\mathbf{m})/T] d\mathbf{m}} \quad (3.84)$$

La similitude entre les équations 3.83 et 3.84 indique que une marche aléatoire qui suit le critère de Metropolis à température constante T/S échantillonne la densité de probabilité à *posteriori* $\pi(\mathbf{m})$. Autrement dit, si on fixe la température dans l'algorithme de recuit simulé présenté dans la figure 3.33 et on "compte" le nombre de visites dans différents points de l'espace des modèles, la fréquence (normalisée) des visites va converger vers $\pi(\mathbf{m})$ ¹⁸. La constante S peut être interprétée comme une partie de la matrice de covariance à *priori* \mathbf{C}^{-1} (équation 3.77). Si la valeur de S est très élevée $T \rightarrow 0$ ce qui implique que l'on suppose de petites incertitudes. [Jackson et al., 2004] ont proposé d'effectuer des essais pour différentes conditions initiales. S peut être estimé à partir des valeurs maximale et minimale de la fonction coût dans l'ensemble des modèles explorés : $S = 2/\Delta E$ où $\Delta E = E_{max} - E_{min}$.

Réduit simulé multiple (multi-VFSA)

Pendant la recherche du modèle optimal, l'algorithme de recuit simulé échantillonne une région de l'espace des modèles. [Sen and Stoffa, 1995] ont proposé de faire tourner plusieurs essais indépendants du recuit simulé, chacun avec des conditions initiales différentes, et d'estimer la densité de probabilité à *posteriori* $\pi(\mathbf{m})$ comme la fréquence des visites pondérées par sa fonction de vraisemblance associé $L(\mathbf{m}) = \exp(-E(\mathbf{m}))$. Nécessairement, cette estimation sera biaisée, mais l'erreur dépendra de la vraie forme (distribution) de $\pi(\mathbf{m})$, et naturellement du nombre des essais indépendants effectués. Les expériences menées par [Jackson et al., 2004] ont permis de comparer le recuit simulé multiple (multi-VFSA) et l'échantillonnage par importance de Gibbs/Metropolis. Ils ont constaté que (1) La convergence du multi-VFSA est de plusieurs ordre de grandeur plus rapide que l'échantillonnage de Gibbs/Metropolis, (2) en générale la variance calculée pour le multi-VFSA est sous-estimée, (3) par contre, la matrice de covariance n'est pas modifiée de manière très significative entre les deux approches.

¹⁸Dans la pratique on a discrétisé l'espace des modèles $(\Delta z_1, \Delta \delta v_1, \dots, \Delta z_l, \Delta \delta v_l, \dots, \Delta v_m, \Delta \delta z_m)$ et on a laissé tourner l'algorithme de recuit simulé à température constante, pendant un nombre assez grand d'itérations, en comptant le nombre de modèles *acceptés* (équation 3.78) ayant "visité" la cellule de l'espace des modèles. A la fin des itérations, chaque cellule de la matrice représente la fréquence de visite de chaque portion de l'espace des modèles.

Estimateurs statistiques à partir de la densité de probabilité à *posteriori*

Une fois que la densité de probabilité à *posteriori* $\pi(\mathbf{m})$ est évaluée, on peut calculer des estimateurs centraux et des estimateurs de dispersion¹⁹. L'esperance $\langle \mathbf{m} \rangle$ et la matrice de covariance à *posteriori* $\tilde{\mathbf{C}}$ sont définies comme :

$$\langle m \rangle_i = \int_{-\infty}^{\infty} dm_1 \int_{-\infty}^{\infty} dm_2 \dots \int_{-\infty}^{\infty} dm_n m_i \pi(\mathbf{m}) \quad (3.85)$$

$$\tilde{C}_{ij} = \int_{-\infty}^{\infty} dm_1 \int_{-\infty}^{\infty} dm_2 \dots \int_{-\infty}^{\infty} dm_n [m_i - \langle m \rangle_i][m_j - \langle m \rangle_j] \pi(\mathbf{m}) \quad (3.86)$$

Où m_1, m_2, \dots, m_n sont les composantes du vecteur \mathbf{m} . Chaque élément de la diagonale de la matrice de covariance à *posteriori* (\tilde{C}_{ii}) est la variance du paramètre m_i . La matrice de résolution

$$\mathbf{R} = \mathbf{I} - \tilde{\mathbf{C}}\mathbf{C}^{-1} \quad (3.87)$$

Des faibles valeurs de la variance \tilde{C}_{ii} indiquent que le paramètre est bien résolu (la résolution parfaite est atteinte dans le cas où la matrice de covariance à *posteriori* $\tilde{\mathbf{C}} = \mathbf{0}$). Pour les éléments hors de la diagonale il est utile de calculer la corrélation ρ_{ij} :

$$\rho_{ij} = \frac{C_{ij}}{\sqrt{C_{ii}}\sqrt{C_{jj}}} \quad -1 \leq \rho_{ij} \leq 1 \quad (3.88)$$

Si la corrélation ρ_{ij} est proche de 1 ou -1 les deux paramètres sont corrélés, c'est-à-dire ils n'ont pas été déterminés indépendamment par les données, mais on a trouvé une combinaison linéaire entre eux. Au contraire, si ρ_{ij} est proche de 0 les deux paramètres ne sont pas corrélés (couplés, ils sont indépendants).

3.5.7 Validation sur un cas synthétique

Approximation de la trace migrée par un modèle unidimensionnel

Les modèles générés durant le post-traitement possèdent une seule dimension de variabilité. Leur équivalent le plus proche sont les *well logs*, si importants comme outil d'interprétation dans l'histoire de la géophysique d'exploration. Les traces synthétiques calculées sont obtenues à partir de la convolution de ce modèle avec l'ondelette de source (dans le problème direct). Cela revient à une notion primordiale dans la pratique de la géophysique : le modèle convolutionnel. La donnée (l'observable) que ces traces tentent à simuler, sont des traces migrées qui résultent d'une procédure dans deux ou trois dimensions de variabilité. Un effet majeur de l'absence de dimensions supplémentaires est un défaut d'information en composantes spatiales. D'une part, une trace migrée est le résultat de la somme pondérée des images partielles à contenu spatial différent, ayant des angles de diffraction qui varient entre $0 < \theta < \pi/2$ (comme on l'a examiné dans la section §3.2.3). D'autre part, le modèle unidimensionnel, peut être considéré à incidence normale

¹⁹Dans le cas où les incertitudes suivent une distribution gaussienne, les estimateurs correspondent à la moyenne $\mu(\mathbf{m})$ et à l'écart-type $\sigma(\mathbf{m})$

(l'angle de diffraction est $\theta = 0$). En conséquence, le modèle unidimensionnel convolué reste dans toutes les situations, une approximation. Pour tenter d'estimer l'erreur et les conditions de validité de cette approximation on a réalisé une expérience numérique dans un cas à géométrie simple. Tout d'abord je vais décrire le problème direct qui a permis de construire la trace synthétique (modèle unidimensionnel convolué avec la source, voir la figure 3.2). Cette trace sera comparée avec la trace obtenue par migration/inversion en considérant différents angles de diffraction.

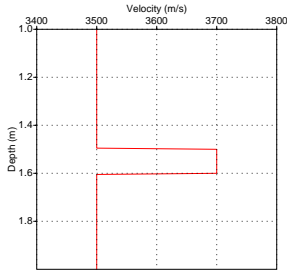


FIG. 3.34 – Modèle de vitesse utilisé pendant les simulations numériques.

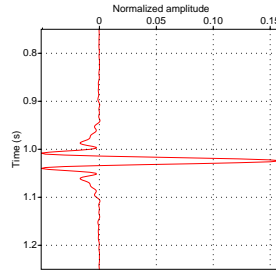


FIG. 3.35 – Ondelette source

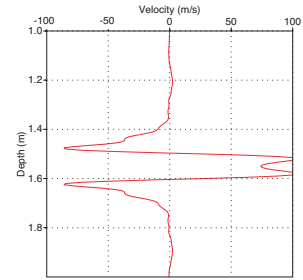


FIG. 3.36 – Trace obtenue dans la phase de modélisation (problème direct)

Problème direct On a considéré un modèle unidimensionnel de vitesse de référence constante $v_m = 3500\text{m/s}$ dans lequel un réflecteur horizontal de vitesse $v_r = 3700\text{ m/s}$ est enfoui. Le réflecteur a une épaisseur de 100m et son toit est situé à 1.5 km de profondeur (figure 3.34). L'ondelette source utilisée est un Dirac filtré (passe-bandes $[0,10,35,55]$). La trace synthétique résultante(modèle impulsionnel convolué avec la source) est présentée dans la figure 3.36.

Traces migrées Pour analyser les similitudes et les différences entre la trace convoluée et la trace obtenue par migration/inversion, qui présente les effets de troncature de la source et du dispositif d'acquisition, différentes simulations ont été effectuées. Un modèle de vitesse en 1.5D a été construit à partir du modèle du même modèle de vitesse unidimensionnel. La simplicité du modèle nous a permis de calculer un jeu des données à partir de l'expression analytique de la fonction de Green 3D. Un dispositif d'acquisition en surface ($z = 0$) avec des capteurs espacés de 25 m a été utilisé. Pour simuler différentes valeurs de l'angle de diffraction θ au niveau du réflecteur, on a varié la longueur (nombre de capteurs) du dispositif (voir tableau 3.1). Pour adapter les traces au schéma numérique de la migration/inversion (dimension 2.5D) on a appliqué une transformée d'Hilbert et la coda 2D sur les traces sismiques. Les 14 jeux des données différentes (présentées dans le tableau 3.1) ont été migrées. Dans la figure 3.37 on a comparé les traces migrées pour les différentes longueurs du dispositif (angles de diffraction) avec la trace synthétique (modèle unidimensionnel convolué avec la source). L'écart entre les traces migrées et la trace synthétique est minimal pour des angles de diffraction compris entre $0^\circ - 100^\circ$. On peut estimer l'intervalle des fréquences spatiales associées à la trace synthétique

θ	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100	110	120	130	140
nr	9	19	30	42	54	67	82	99	118	141	169	205	255	327
L	0.2	0.45	0.72	1.03	1.35	1.65	2.02	2.45	2.92	3.50	4.20	5.10	6.35	8.15

TAB. 3.1 – Paramètres d'acquisition pour le cas synthétique. Dans le tableau θ représente l'angle de diffraction au niveau du réflecteur. nr est le nombre de récepteurs, L est la longueur du dispositif en kilomètres

(convolution au temps double) $[|\mathbf{k}_{min}^s, |\mathbf{k}_{max}^s]$ au point \mathbf{x} obtenue dans le problème direct :

$$\begin{aligned} |\mathbf{k}_{min}^s| &= \frac{2|\omega|_{min}}{|\mathbf{v}(\mathbf{x})|} \\ |\mathbf{k}_{max}^s| &= \frac{2|\omega|_{max}}{|\mathbf{v}(\mathbf{x})|} \end{aligned} \quad (3.89)$$

Si l'on compare l'intervalle $(|\mathbf{k}_{min}^s, |\mathbf{k}_{max}^s)$ avec les limites d'intégration en nombre d'onde de l'image migrée (voir équation 3.54) on peut constater que les deux valeurs coïncident quand $\theta = 0^\circ$. Cela suggère que pour des réflecteurs à faible pente (ψ) et imagés sous un angle de diffraction maximale $\theta_{max} < 100^\circ$ ²⁰ le filtre de troncature $\mathbb{R}_{\mathbf{x}_0}$ (équations 3.52 et 3.53) est dominé par la bande passante de la source (on peut négliger l'effet du dispositif pour des angles de diffraction $\theta_{max} < 100^\circ$), et donc, dans cet intervalle, l'approximation de la trace migrée par un modèle convolutionnel est adéquate.

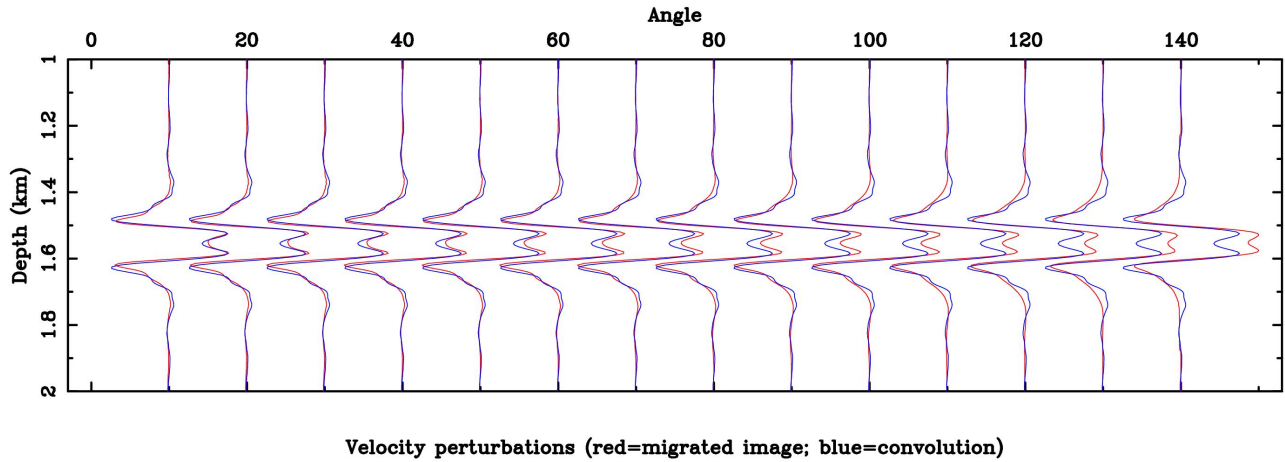


FIG. 3.37 – (En rouge) Traces migrées générées avec les paramètres d'acquisition du tableau 3.1. (En bleu) trace synthétique (modèle impulsionnel convolué avec la source). On peut différencier deux zones : ($0^\circ < \theta < 120^\circ$) où la trace convoluée et la trace migrée sont proches et que l'on considère comme la zone optimale de notre approche. ($120^\circ < \theta < 180^\circ$) où la trace synthétique possède un déficit en basses fréquences et le post-traitement devrait sur-estimer les valeurs de la perturbation.

²⁰Dans la pratique, pour les profondeurs étudiées on se trouve dans des zones où les valeurs d'angle de diffraction θ sont dans l'intervalle entre 40° et 80° , voir par exemple les figures 5.20 et 5.21 pour le décollement interplaque

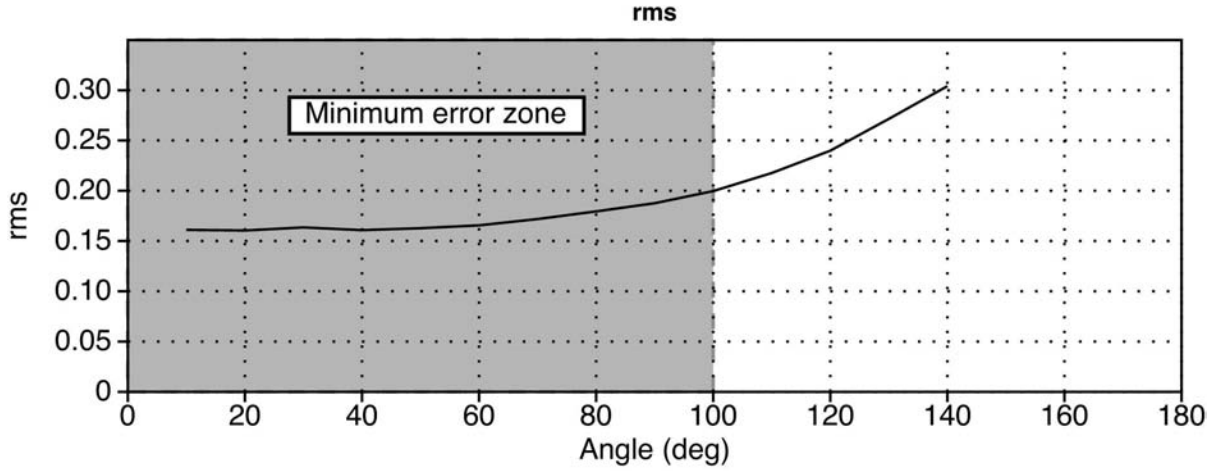


FIG. 3.38 – Ecart (quantifié en RMS) entre la trace migrée et la trace convoluée. La zone en gris représente l'intervalle des angles des diffraction θ où notre problème direct présente le minimum d'erreur.

Post-traitement : Inversion des traces synthétiques

Un deuxième test numérique a été mis en œuvre pour valider la procédure de post-traitement et vérifier s'il est possible de retrouver la perturbation (figure 3.34). Les traces migrées utilisées ont été générées sur le même modèle de vitesse et de manière identique aux traces décrites dans la subsection précédente. Pour rester dans la région où l'approximation "convolutionnelle" est acceptable j'ai utilisé un dispositif de 100 récepteurs, qui permet d'éclairer le milieu avec une angle de diffraction $\theta = 80^\circ$ (voir tableau 3.1).

Paramétrisation Le modèle considéré a une longueur $Z = 3000$ m. L'épaisseur des couches a fluctué dans un intervalle $[z_{min} = 100 \text{ m}, z_{max} = 500 \text{ m}]$. En conséquence, le nombre des couches a oscillé entre $[n_{max} = 30, n_{min} = 6]$. La perturbation de vitesse maximale permise a été $\delta v_{max} = 250$ m/s.

Refroidissement Les deux paramètres dont la définition demande le plus de travail sont ceux liés à la température : la température initiale, T_0 , et la constante de la fonction exponentielle c_i de l'équation 3.81. La figure 3.39 illustre l'incidence de T_0 dans l'exploration des modèles. Pour de hautes températures pratiquement tous les modèles sont acceptés (on favorise l'exploration au détriment de la rapidité de convergence). Pour une température moyenne le nombre de modèles acceptés est proche à celui des modèles rejetés. A basse température très peu de modèles sont acceptés. Cependant chaque problème a sa propre échelle de températures. Pour déterminer dans un problème particulier les intervalles des hautes, moyennes et basses températures il est nécessaire d'effectuer des expériences où on calcule le rapport entre modèles acceptés et rejetés. La valeur de T_0 et c_i doit permettre de réduire la température dans un nombre d'itérations (modèles explorés) adaptés aux capacités de calcul disponibles.

Inversion On a effectué plusieurs exécutions de la procédure d'inversion, avec des conditions initiales différentes : (1) Les modèles de départ de la "marche aléatoire" (en anglais *random walk*) \mathbf{m}_0 étaient générés aléatoirement (2) Les racines des séries pseudo-

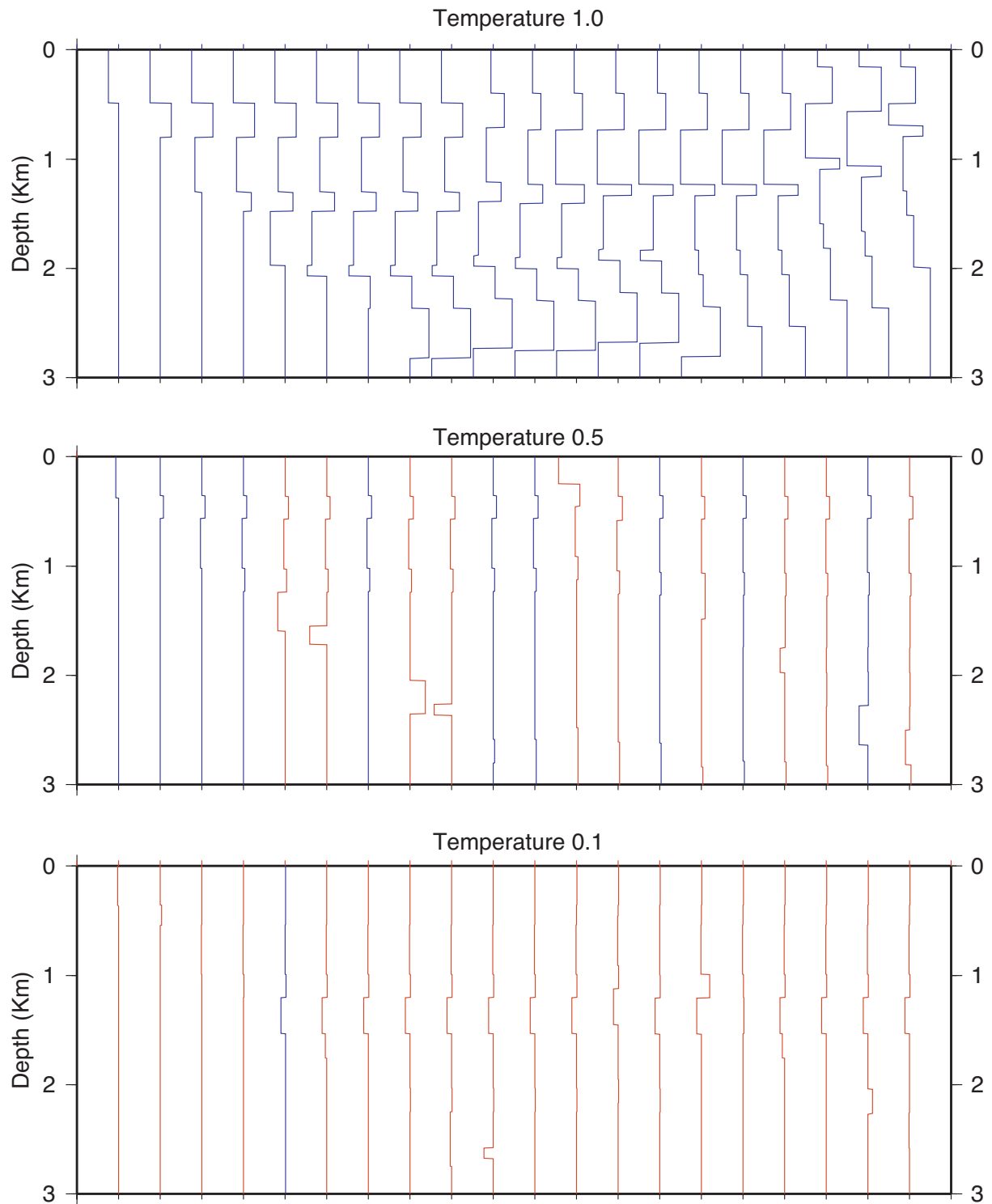


FIG. 3.39 – 20 premiers modèles explorés pour trois exécutions indépendantes de l'algorithme d'inversion en fixant une température initiale (T_0) différente. (*En bleu*) modèles acceptés. (*En rouge*) modèles réjetés. Noter aussi que l'amplitude des perturbations se réduit avec la température en raison de la dépendance de la densité de probabilité (équation 3.79 et figure 3.32)

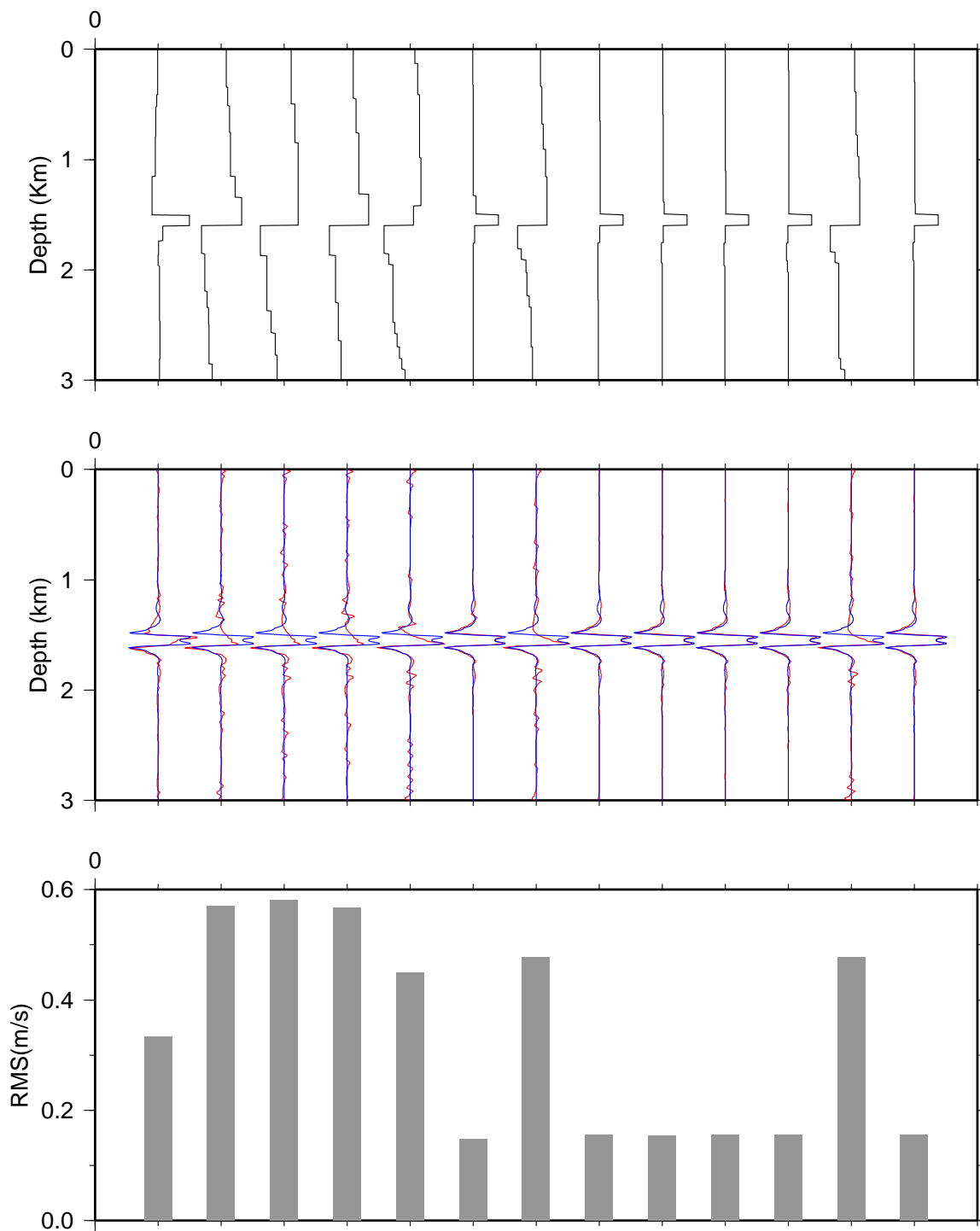


FIG. 3.40 – (*En haut*) Modèles finaux (fonction coût minimale) pour différentes exécutions indépendantes de l'algorithme de recuit simulé, pour T_0 et c_i constants. (*Au milieu*) Trace synthétique (en rouge) et trace observée (en bleu). (*En bas*) Fonction coût (RMS) correspondante à chacun des modèles.

aléatoires étaient différentes. La figure 3.40 représente 13 des modèles solutions de la procédure l'inversion. Une première constatation est que les différentes solutions ont comme caractéristique commune, une perturbation négative de $\delta v_{max} \sim 200$ m/s à $z = 1.5$ km. Dans ce cas simple il est facile de grouper les solutions en deux familles, une qui contient celles en forme de "créneau" et une autre qui contient celles en forme de "Z". Les deux familles de solutions ont une fonction coût très différente, et elle permet de choisir la famille qui donne la meilleure solution ayant une fonction coût inférieure.

Estimation de l'incertitude Même dans ce cas simple, l'estimation de la densité de probabilité *à posteriori* ($\pi(\mathbf{m})$) s'avère très coûteuse en temps de calcul. Alors, on a testé les deux approches décrites dans la section §3.5.6 :

(1) L'échantillonnage par importance de Gibbs/Metropolis, pour lequel la définition de la température de l'exploration T est cruciale. Différentes températures ont été suggérées : par exemple [Sen and Stoffa, 1995], à partir de la comparaison entre les équations 3.83 et 3.84, ont suggéré $T = 1$. Cependant on a exploré un nombre important de modèles ($\sim 10^7$) et la matrice des fréquences (voir le pied de page 18) était très homogène, avec une moyenne $\mu(\mathbf{m}) \approx 0$ et un écart-type $\sigma(\mathbf{m}) \approx 0.6\delta v_{max}$. [Jackson et al., 2004] ont proposé l'estimation d'un facteur d'échelle S pour définir la température d'exploration. Pour notre paramétrisation, la température d'exploration estimée est $T = 0.28$. Un deuxième essai à température $T = 10.28$ en suivant quelques suggestions de l'article [Mosegaard and Tarantola, 1995]. Les auteurs utilisent un modèle de gravimétrie constitué par une série des couches à épaisseur et densité variable, très similaire à notre cas. Ils suggèrent deux changements par rapport à notre algorithme : premièrement, la sélection de la couche k à perturber doit être faite de manière aléatoire ²¹. Deuxièmement, la compensation des perturbations de l'épaisseur $\Delta z^k = z_{i-1}^k - z_i^k$ de la couche k à l'itération i est faite à la couche adjacente $k+1$ au lieu de la couche la plus profonde (n) comme nous l'avons fait. Ces deux modifications garantissent que les couches non perturbées restent à la même profondeur et que deux modèles consécutifs \mathbf{m}_{i+1} et \mathbf{m}_i soient très proches. Dans la matrice de fréquences on commence à différencier des régions plus visitées, mais qui sont très dispersées et pour lesquelles les valeurs $\mu(\mathbf{m}) \approx 0$ et $\sigma(\mathbf{m}) \approx 0.6\delta v_{max}$. À basse température ($T = 0.01$) on parvient au résultat présenté dans la figure 3.41 après $\sim 10^6$ modèles visités. La moyenne $\mu(\mathbf{m})$ de la matrice résultante est très proche de la solution exacte, mais il a fallu introduire artificiellement une température basse pour y accéder avec un temps de calcul rapide et raisonnable.

(2) Recuit simulé multiple. On a effectué 20 exécutions indépendantes de l'algorithme de recuit simulé. La matrice de fréquence des visites est montrée dans la figure 3.42. Cette figure synthétise les deux familles de modèles optimaux trouvés. Comme chaque modèle exploré est pondérée par $\exp(-E(\mathbf{m}))$, une fonction exponentielle négative de sa fonction coût, la famille à moindre erreur est dominante, et comme résultat la moyenne $\mu(\mathbf{m})$ de la matrice est très proche de la solution exacte.

²¹ k est généré de manière aléatoire $k = 1 + u * (n - 1)$ où la variable aléatoire $u \in [0, 1]$

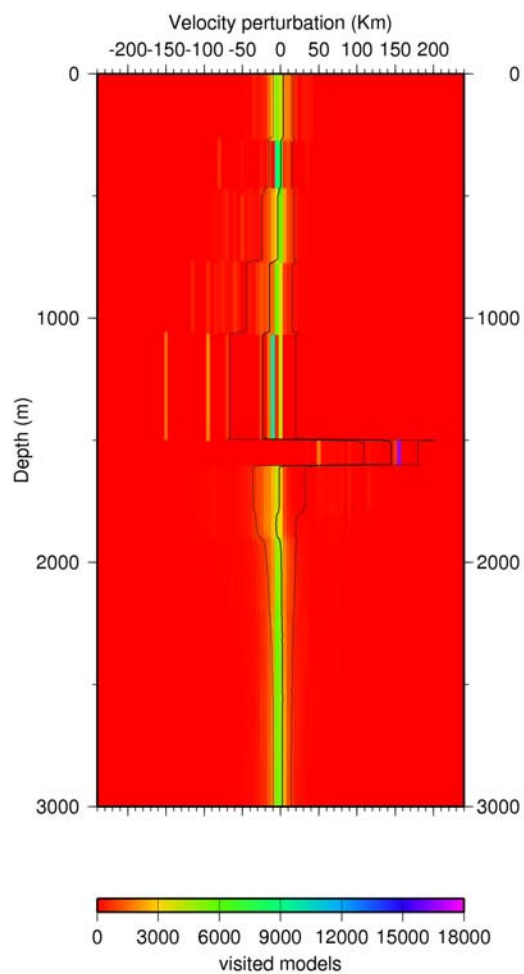


FIG. 3.41 – Echantillonnage par importance de Gibbs/Metropolis à basse température

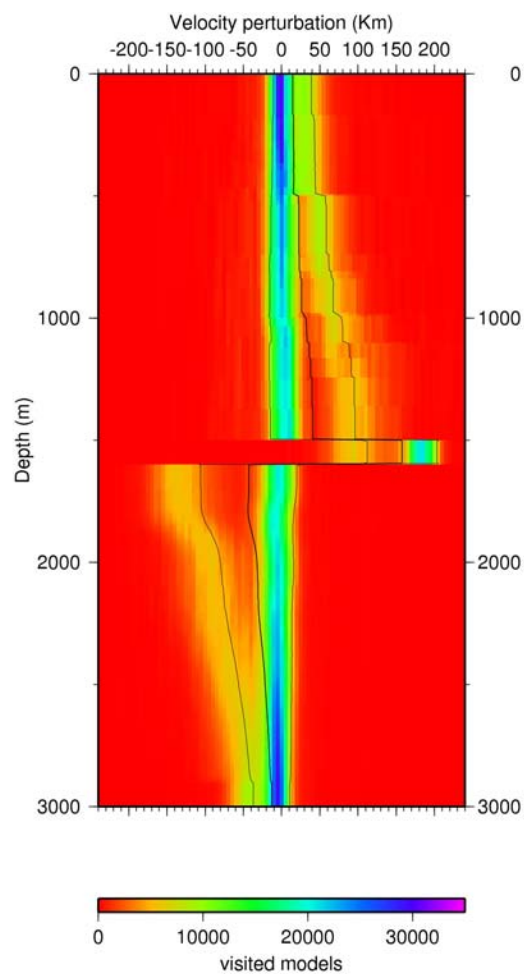


FIG. 3.42 – Multi-VFSA à haute température

3.6 Conclusions

1. La migration/inversion rais+Born permet d'obtenir une carte de perturbations des paramètres physiques (i.e. variations de vitesse). Cependant, cette méthode est basée sur une approximation haute fréquence du Hessien qui implique que les valeurs des perturbations estimées sont exactes seulement dans le cas d'une source à bande passante infinie et d'un dispositif à ouverture infinie (effets de troncature).

2. Dans le contexte d'applications sur données réelles, ces conditions ne sont jamais vérifiées. Pour tenir compte des effets de bande passante limitée sur l'image migrée, une procédure de "déconvolution" en cinq étapes a été implémentée : (1) calibration de l'image migrée, (2) estimation de la source, (3) génération aléatoire des modèles du sous-sol (paramétrisation), (4) modélisation de l'image migrée par convolution des modèles avec le signal source (problème direct), (5) minimisation de la fonction coût mesurant l'écart entre images migrées "observées" et "calculées" via la méthode d'inversion globale du recuit simulé (VFSA en anglais "Very Fast Simulated Annealing").

3. Un test de validation numérique a permis de montrer que la simple convolution était une représentation suffisamment réaliste du problème direct.

4. La procédure d'inversion a réussi à retrouver un modèle numérique à géométrie simple. L'estimation des incertitudes associées est coûteuse en temps de calcul et elle a été effectuée par la technique multi-VFSA et par l'échantillonnage de Gibbs-Metropolis.

Chapitre 4

Imagerie de la structure superficielle

4.1 Introduction

Les hydrates de gaz constituent l'objet géologique étudié dans ce chapitre. Les **Les Hydrates de gaz (HG)** sont des gaz gélifiés (clathrates), plus précisément il s'agit de molécules de gaz organique, méthane essentiellement, qui sont piégées dans des cristaux d'eau. Deux modèles ont été proposés pour l'origine du gaz qui constitue les hydrates : (1) il est généré localement (*in situ*) ; (2) il provient d'une zone plus profonde que la zone de stabilité des hydrates. Dans la première hypothèse il est nécessaire qu'une quantité considérable de méthane biogénique soit produite pour atteindre la concentration minimale qui permet la formation des HG, ce qui implique la présence de gaz libre piégé sous la couche d'hydrates. Dans la deuxième hypothèse des fluides (eau+gaz) migrent d'une zone plus profonde vers la zone de stabilité des hydrates, ce qui implique qu'il n'y a pas nécessairement du gaz libre en dessous de la couche d'hydrates. En effet, le diagramme de phase des HG (figure 4.1) permet de suivre la trajectoire d'un volume de fluides qui remontent et qui se transforment en HG sans passer par la phase gazeuse [Hyndman and Davis, 1992].

L'étude des HG représente un enjeu considérable tant d'un point de vue scientifique que socio-économique, puisque les HG sont considérés comme une nouvelle source énergétique considérable, vu leur richesse en méthane et le volume des réserves naturelles dans le monde. Les HG ont également un impact non négligeable sur l'environnement puisqu'ils contribuent au réchauffement planétaire, lorsqu'ils sont distabilisés. Le méthane libéré est en effet un gaz à effet de serre dix fois plus importants que le dioxyde de carbone, qui joue ainsi un rôle potentiellement important sur le climat de la Terre [Kvenvolden, 1988, Nisbet, 1990, Leggett, 1990, Paull et al., 1991]. L'influence des HG sur la possible destabilisation des pentes a d'autres part été discutée dans de nombreux articles (e.g. [Henriet and Mienert, 1998]). Le mécanisme par lequel le changement d'état des hydrates influence la stabilité d'une pente sous-marine est cependant encore mal connu.

Des hydrates ont été détectés et des échantillons prélevés dans de nombreux puits forés dans des buts scientifiques et aussi pour l'exploration pétrolière au voisinage des

marges continentales dans le monde entier (e.g. ODP Leg 164 Gas hydrate sampling on the Blake Ridge and Carolina Rise). Dans certains endroits, ils ont été prélevés dans des puits relativement peu profonds, mais à présent le principal indicateur de la présence très répandue des HG sur les marges continentales est la présence de réflecteurs simulant le fond (BSR) que l'on peut observer sur les coupes sismiques. Cependant, il existe de nombreux exemples d'hydrates prélevés pendant des forages, ou de leur présence indiquée par des campagnes sismiques où l'on n'a pas observé de BSR, de cette manière l'on ne peut pas conclure que l'absence de BSR signifie l'absence d'hydrates. Sans la connaissance de la distribution d'hydrates dans les marges continentales, leur exploration et exploitation pourrait présenter des dangers et être nuisible pour l'environnement.

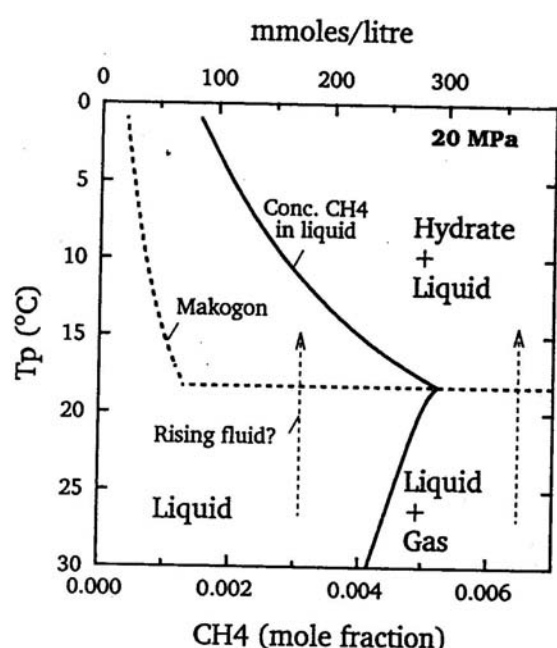


FIG. 4.1 – Diagramme de phase des HG d'après [Hyndman and Davis, 1992] (ligne continue) à pression constante (20 MPa) en utilisant l'équation d'état de Trebble-Bishnoi ([Bishnoi et al., 1989]). La ligne pointillée représente la décroissance de la solubilité du méthane à la température qui permet la formation des hydrates, postulé par ([Makogon et al., 1972]).

D'un point de vue géoacoustique, il y a des raisons de penser que les HG peuvent produire de la diffraction acoustique et des anomalies de propagation acoustique qui affectent les signaux acoustiques enregistrés. Les bulles de ce gaz ayant pénétré dans l'eau y produisent une rétrodiffusion anormale d'ondes acoustiques et une perte additionnelle à la transmission lors d'une tentative de communication acoustique sous-marine longue distance. Le méthane aussi bien que les HG possèdent des valeurs d'impédance acous-

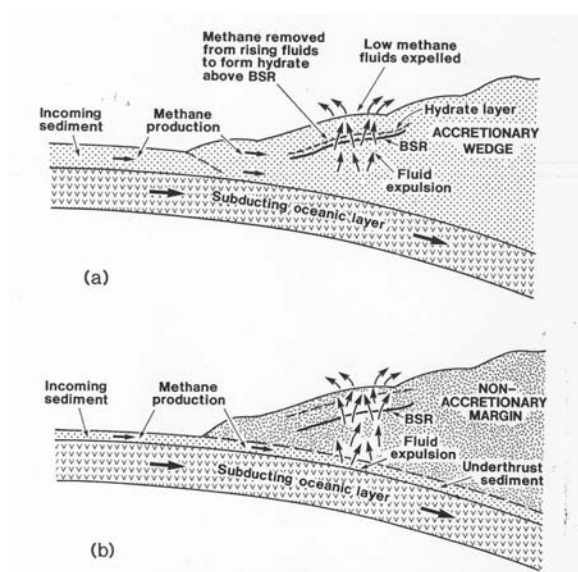


FIG. 4.2 – Schéma d'après [Hyndman and Davis, 1992], qui illustre deux modèles possibles pour la formation du BSR via la migration de fluides qui sont expulsés par (a) un prisme d'accrétion et (b) par les sédiments subduits. Pour le modèle (a) l'épaisseur de la couche d'hydrates est d'environ quelques dizaines de mètres. Dans le cas du modèle (b) les sédiments subduits peuvent produire un BSR d'une épaisseur de plusieurs centaines de mètres.

tique drastiquement différentes de celles de l'eau et du sédiment. Ceci produit des effets sur la **réflectivité**. Des études montrent que des quantités relativement petites d'hydrate peuvent produire des changements importants de réflectivité des sédiments, surtout aux petits angles d'éclairage. La chute de vitesse de propagation des ondes P à la base de la zone de stabilité des hydrates, devrait produire une inversion de la polarité des ondes réfléchies (c'est-à-dire un coefficient de réflexion négatif ([Hyndman and Spence, 1992])).

L'étude des HG par inversion des signaux sismiques a été traitée dans la littérature à partir de données de sismiques réflexion multi-trace ou réfraction/réflexion grand angle par OBS (Ocean Bottom Seismometers) pour déterminer un modèle de vitesse de propagation des ondes P (essentiellement), dans l'hypothèse de milieu latéralement homogène (milieu 1D). Les études effectuées sont très locales géographiquement et limitées à l'évaluation d'un paramètre unique (variations de vitesse des ondes P) [Singh et al., 1993, Singh and Minshull, 1994, Minshull et al., 1994, Wood et al., 1994, Korenaga et al., 1994, Yuan et al., 1996, Trehu and Flueh, 2000]. Nos travaux récents ([Ribodetti et al., 2003]) en imagerie à deux dimensions ont été effectués par des méthodes d'imagerie sismique et des applications aux données de sismique réflexion multitrace ont permis d'obtenir une cartographie de la position des BSR, ainsi que la quantification locale des propriétés physiques des HG (i.e. variations de vitesse à petite échelle sur quelques logs). Dans ce chapitre je présenterai les résultats de l'application de la migration/inversion et du post-traitement de l'image migrée pour le profil 40 (SIS-40).

4.2 Etude du BSR sur le profil SIS-40

Un des meilleurs exemples du BSR est le profil 40 (SIS-40) de la mission SISTEUR (figure 4.4), sur lequel on peut observer le BSR à ~ 400 m de profondeur sous le fond marin, avec des amplitudes très fortes, de l'ordre de magnitude des amplitudes du fond. La position à proximité du fond de la mer permet de s'affranchir de plusieurs contraintes associées à l'utilisation de la migration/inversion (détermination d'un modèle de vitesse de référence, élimination des multiples).

Sur ce Profil 40 on peut observer que les amplitudes du BSR ont localement une polarité inversée par rapport aux amplitudes du fond (figure 4.4). Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, en raison de l'acquisition en couverture multiple, chaque point du milieu est éclairé par un angle de diffraction minimum et maximum. Pour chaque angle compris entre l'angle de diffraction minimum et maximum, on obtient une image partielle de la structure du sous-sol (figure 4.5(b)). Au cours de la migration, on obtient des images à une distance X fixée (ISO- X) en fonction de la profondeur et pour tous les angles de diffraction (Common Images Gathers ou ISO- X panels) ((figure 4.5 (b) droite)). Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, cette analyse permet d'estimer les erreurs d'estimation du macro-modèle de vitesse à partir de la forme des réflecteurs sur des panneaux ISO- X , en effet, si le macro-modèle est correct les événements sur les panneaux ISO- X sont plats, tandis qu'ils seront incurvés vers le haut ou vers le bas si le macro-modèle de vitesse est sur-estimé ou sous-estimé respectivement ([Al-Yahya, 1989])(section 3.3 Estimation du modèle de vitesse de référence). On peut noter de manière qualitative que

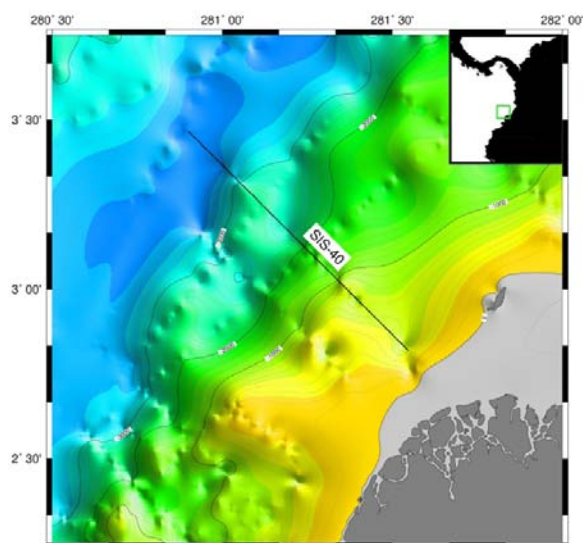


FIG. 4.3 – Carte de localisation du profil SIS-40. 2028 tirs espacés tous les 50m. La donnée a été enregistré sur 348 récepteurs séparés de 12.5 m.

pour la zone du BSR les panneaux sont assez plats ((figure 4.5 (b) droite)). Ceci implique que la géométrie et les amplitudes des perturbations l'image migrée sont correctes.

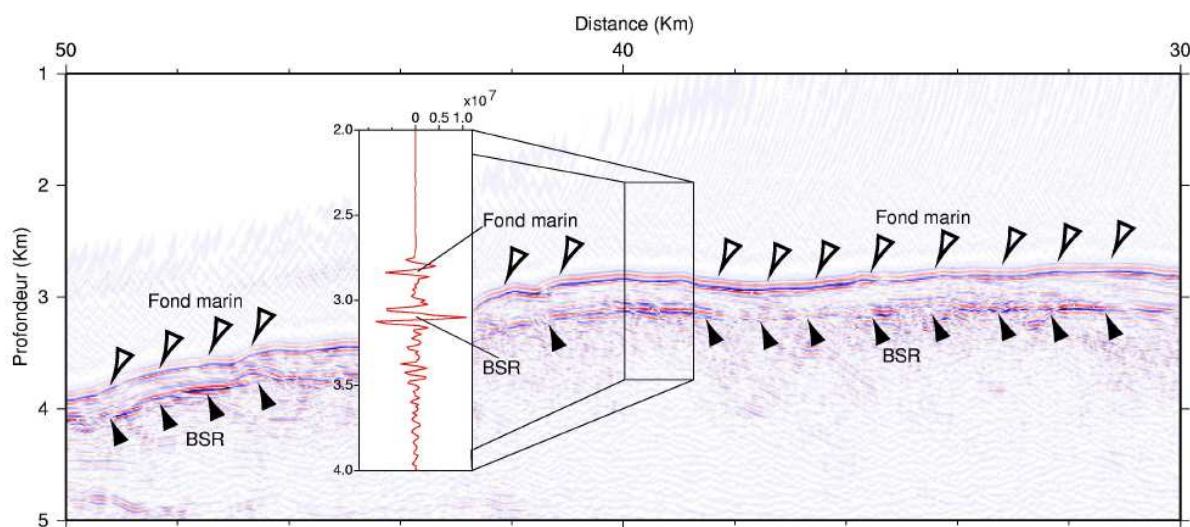


FIG. 4.4 – Image migrée rai+Born d'une portion du profil 40 de la campagne SISTEUR (Marge colombienne). Cet image représente les variations de vitesse de propagation des ondes P pour les petites longueurs d'onde en fonction de la profondeur. Le BSR est indiqué par les flèches sur la figure. On peut noter une inversion de polarité par rapport à la réflexion sur le fond marin.

Pour analyser la validité du modèle tomographique obtenu, une inversion itérative a été effectuée et les données simulées (en utilisant l'approximation Rai-Born) sur une portion du modèle (figure 4.5 (c)). Les données observées et les synthétiques ont été comparées (figure 4.5 (c) à droite). Une bonne adéquation entre les données observées et les synthétiques est obtenue en particulier dans la zone du BSR. Ceci implique que l'image migrée (obtenue avec un macro-modèle de vitesse constante fixée à 1500 m/s) est fiable.

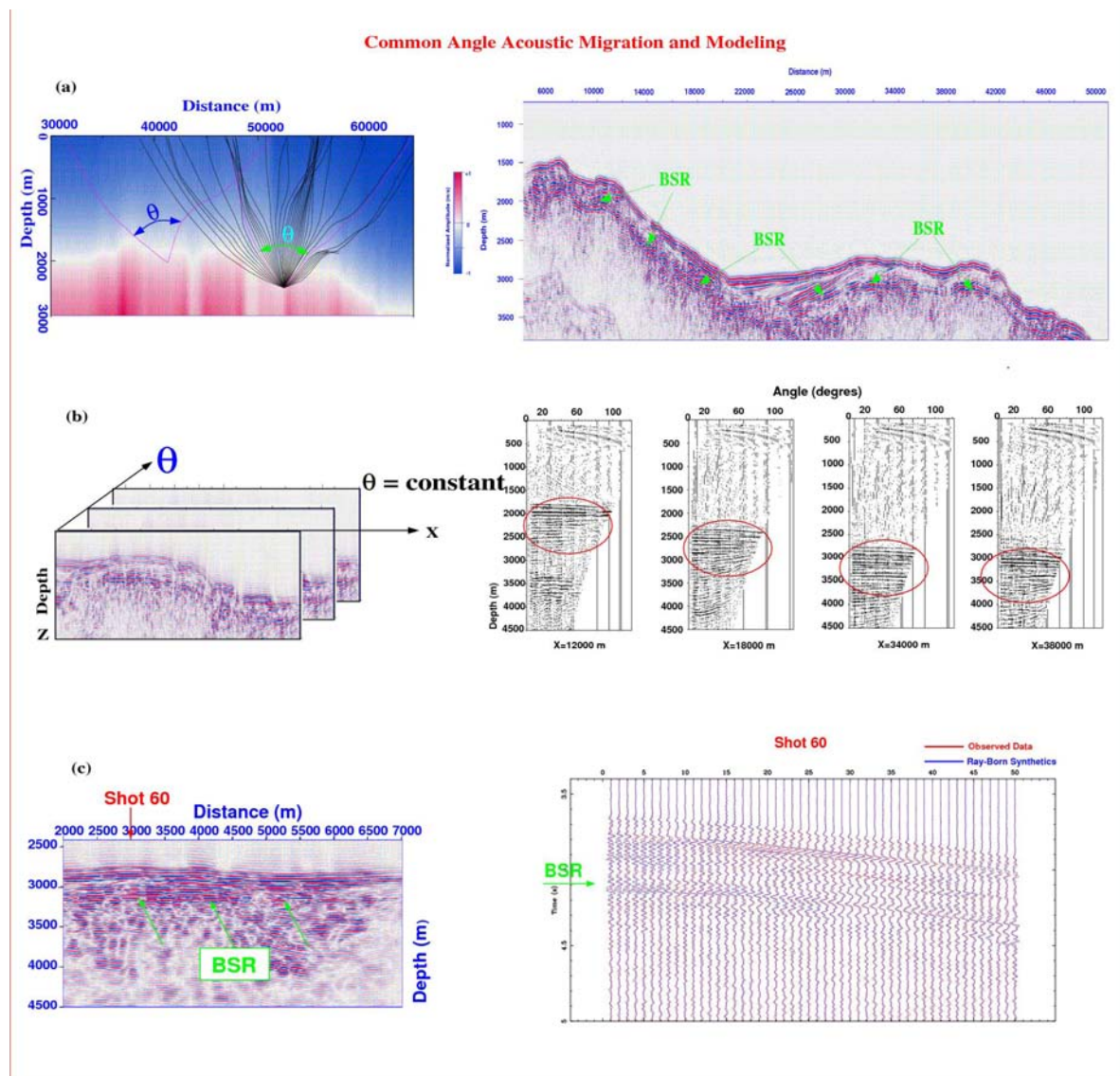


FIG. 4.5 – La figure illustre le principe de la migration en angle (a-b gauche) et l'image migrée avec les panneaux ISO-X (a-b droite); les cercles sur les panneaux ISO-X (b) indiquent la zone du BSR ($\approx 3Km$); les panneaux sont assez plats à proximité du BSR et montrent une légère courbure pour les réflecteurs plus profonds. En bas (c) une portion de l'image migrée et à droite 50 récepteurs d'un point de tir des données observées (rouge) superposées aux données synthétiques Rai-Born (bleu) obtenues en utilisant la portion du modèle tomographique (c). Une bonne adéquation entre les données observées et les synthétiques est obtenue en particulier dans la zone du BSR.

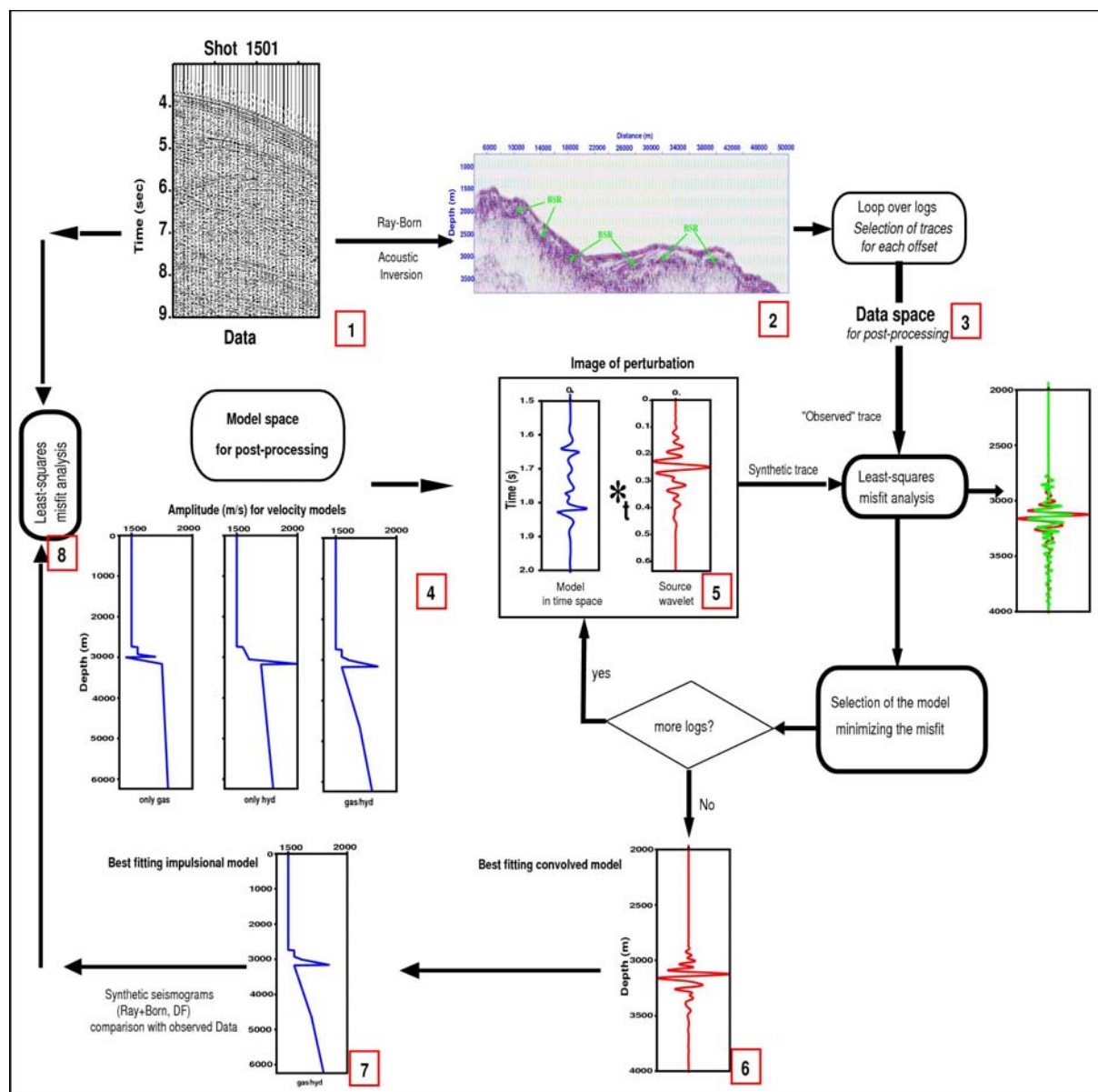


FIG. 4.6 – Le post-traitement de l'image migrée pour remonter au modèle impulsionnel du milieu est présenté dans le cadre. Les données en points de tir (1) sont migrées; l'image quantitative représentant les perturbations de vitesse en fonction de la profondeur obtenue par migration est représentée en (2) et constitue l'espace des données de notre post-traitement. Chaque log (3) de cette image est comparé avec plusieurs logs obtenus en convoluant différents modèles (4), présentés par [Yuan et al., 1996], avec la source sismique estimée (5). Ces modèles 1D sont caractérisés par des variations de vitesse en fonction de la profondeur et l'épaisseur de chaque couche est variable. Un misfit au sens des moindres carrés est estimé pour conserver le modèle (7) qui, convolué avec la source, est en meilleure adéquation avec l'image migrée (6). Quand toute l'image migrée a été explorée, nous utilisons le modèle impulsionnel pour simuler les données (8) et les comparer avec les données observées (1).

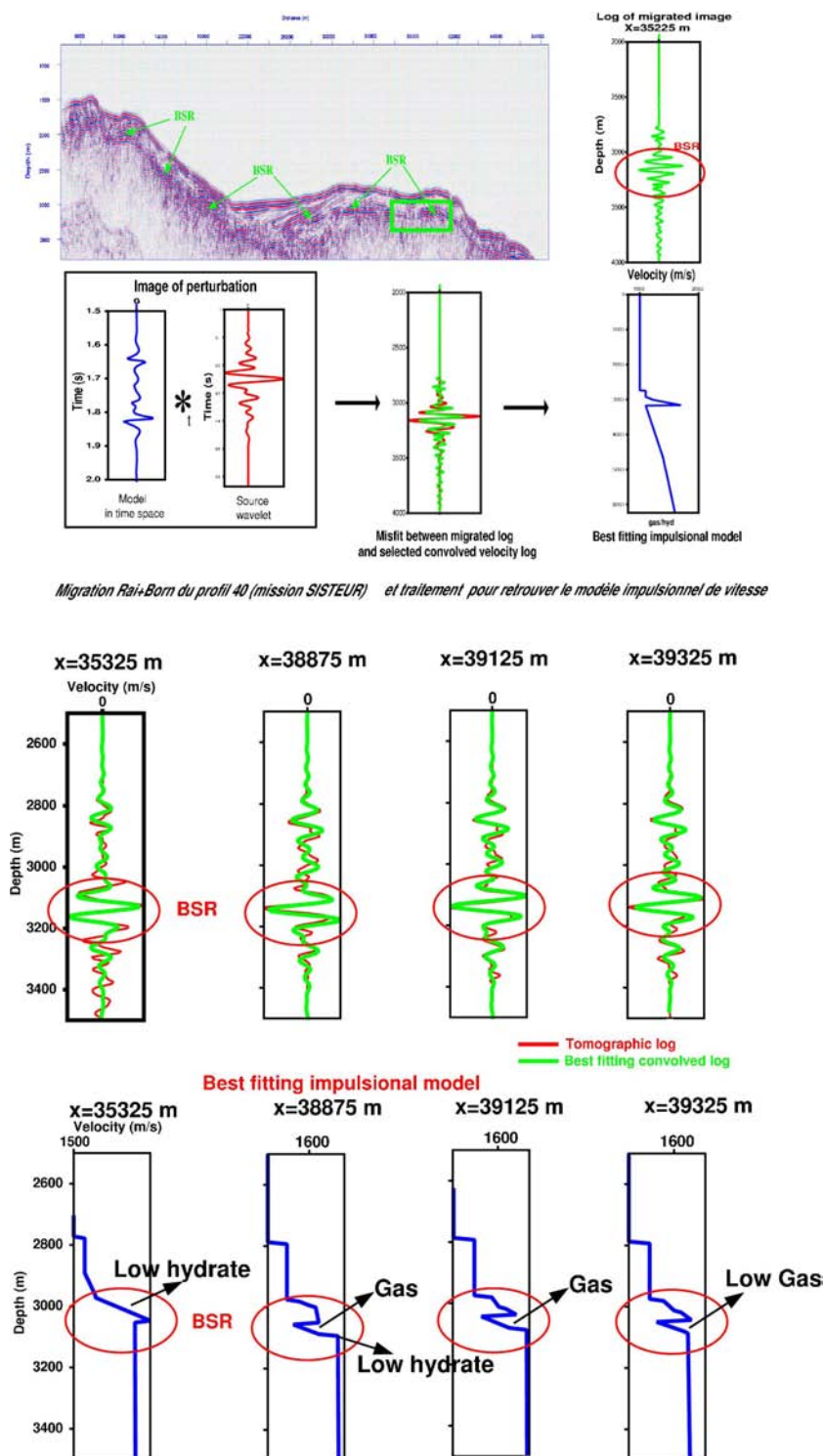


FIG. 4.7 – Image tomographique rai+Born d’une portion du profil 40 de la campagne SISTEUR (Marge Colombienne) et le résumé de la procédure mise en oeuvre. Le cadre vert sur l’image migrée indique la région d’application du post-traitement. Des logs extraits de l’image tomographique à différents offsets sont superposés sur les logs obtenus pendant le post-traitement (“best fitting convolved log”). Les modèles obtenus avec cette procédure, en bas de la figure, montrent les variations de vitesse en fonction de la profondeur dans la zone du BSR.

4.3 Modélisation

Le post-traitement de l'image migrée pour remonter au modèle impulsionnel du milieu, que j'ai illustré dans le chapitre précédent, est appliqué pour l'étude du BSR. Les explications concernant la procédure mise en œuvre sont présentées sur la figure 4.6. Lors de cette première application, la procédure était dans sa version initiale ([Ribodetti et al., 2003]) et elle n'avait pas encore été automatisée [Agudelo et al., 2005].

Les résultats sur différents logs de l'image migrée sont présentés sur la figure 4.7. Les logs montrent que certaines régions du BSR sont caractérisées par une **augmentation de la vitesse**, due à la présence d'**hydrates**, et d'autres zones caractérisées par une **diminution de la vitesse**, due à la présence de **gaz libres** piégés sous la couche d'hydrate de gaz.

4.3.1 BSR et instabilité gravitaire des pentes sous-marines

J'ai commencé à traiter le profil SIS-54 (figure ??), car ce profil montre un BSR sous une pente d'environ 14 degrés. Mon objectif est d'analyser les relations de cause-effet entre la présence de HG et la possible destabilisation des pentes sous-marines. En effet, les HG sont très instables et des changements rapides de pression et température, dus par exemple à la variation du niveau d'eau, ou une augmentation de la température de l'eau de mer, peuvent induire la dissociation des HG et, sous ces nouvelles conditions de pression et température, une couche fluide se forme à la base de HG [?]. La pente sous-marine devient instable et des debris flows se produisent, accompagnés de sorties de méthane.

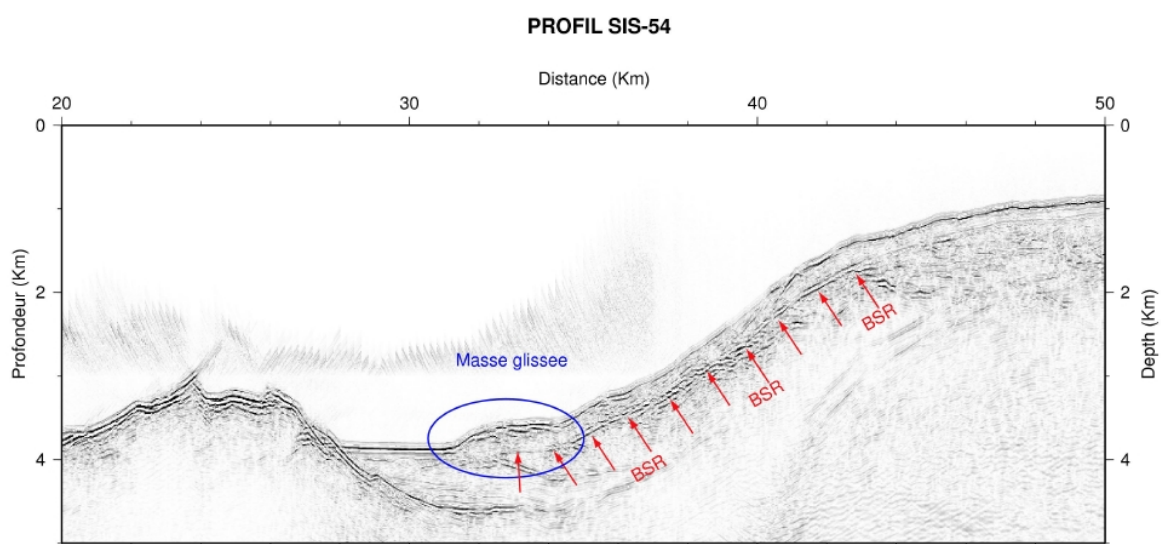


FIG. 4.8 – BSR et instabilité gravitaire des pentes sous-marines. Un exemple sur le profil SIS-54 sur la marge équatorienne

La connexion possible entre les HG les glissements sous-marins a été décrite en premier par [McIver, 1977] et beaucoup d'exemples ont été illustrés par la suite. Ces

exemples intègrent des glissements plus superficiels d'une pente continentale en SW Africa, le glissement en U.S. Atlantic, le gros glissement sous-marin de Storrega en Norvège [?].

4.4 Conclusions

Notre modélisation le long de 400 m du BSR a suggéré que les variations en amplitude du réflecteur BSR sont liés essentiellement à la proportion de gaz libre sous la couche des hydrates [Ribodetti et al., 2003]. Les hydrates correspondent à une augmentation de ~ 100 m/s dans les vitesses d'onde P (vitesse totale ~ 1700 m/s). Par contre, la présence du gaz a comme conséquence une chute de jusqu'à ~ 50 m/s dans les vitesses d'onde P (vitesse totale 1400 m/s). D'après les modélisations la couche de hydrates a une épaisseur qui varie entre ~ 50 -80 m, tandis que le gaz piège à la base des hydrates forme une zone plus fine d'entre ~ 30 -50 m d'épaisseur.

Chapitre 5

Imagerie de la Structure intermédiaire

5.1 Introduction

La deuxième cible géologique que j'ai étudié est le *chenal de subduction* et notamment le *décollement interplaque*. L'étude des propriétés physiques à une échelle fine (comparable à la résolution théorique permise par la bande passante de la source) n'avait pas encore été effectuée auparavant.

Cette zone est particulièrement bien adaptée à l'application du post-traitement des images migrées puisque des variations importantes des propriétés physiques se produisent à une échelle très fine. Ainsi le décollement interplaque est une couche où la vitesse, la porosité et la pression de pore varient considérablement sur une épaisseur de quelques dizaines de mètres ($\sim 15-40$ m). Cet ordre de grandeur est proche de la limite de résolution théorique de l'acquisition de la sismique réflexion multitrace pour cette profondeur. Par ailleurs, l'imagerie fine et quantitative est nécessaire pour appréhender les processus de déformation et de circulation des fluides qui contrôlent le comportement mécanique de la zone interplaque.

Je commence par un bref rappel des études précédentes et des caractéristiques principales du chenal de subduction et du décollement interplaque, ensuite j'illustrerai l'application de la procédure de migration et de post-traitement (§3.5) sur des données de la marge équatorienne (profil 72 (SIS-72)).

5.1.1 Le chenal de subduction

Connaissant le bilan ¹ de volume des matériaux dans les marges convergentes, et notamment dans les marges en subduction-érosion, il est indispensable de prendre en compte les matériaux entraînés avec la plaque plongeante. Le chenal de subduction est une notion issue d'un modèle mécanique expliquant l'entrée en subduction de ces matériaux, où, selon

¹voir par exemple [von Huene and D.Scholl, 1991]

ce modèle, ils se déforment de manière principalement ductile avec une faible résistance au cisaillement. Historiquement, cette idée avait été déjà énoncée dans des études des *Tauern* pour expliquer la remontée des éclogites [England and Holland, 1979]. Dans les années 80s, R.L. Shreve et M. Cloos ont repris ce modèle et ont proposé que le chenal de subduction soit un niveau de décollement lubrifié, constitué d'un mélange de sédiments et de fragments de croûte océanique (ou continentale dans le cas d'érosion tectonique), qui accomode le cisaillement entre la plaque plongeante et la plaque chevauchante dans la partie initiale de la subduction [Shreve and Cloos, 1986, Cloos and Shreve, 1988a, Cloos and Shreve, 1988b].

Dans cette introduction on va se focaliser sur le *décollement interplaque*, qui constitue la limite supérieure du chenal de subduction. Le terme de décollement désigne classiquement en tectonique un plan de faille parallèle à la stratification des unités géologiques qui forme un niveau de discontinuité présentant de rapides variations des propriétés physiques. Sur les marges actives, cette notion a été mise en évidence à partir de l'étude de l'évolution des prismes d'accrétion [Davis et al., 1983, Dahlen et al., 1984]. La compréhension actuelle du décollement interplaque provient d'études par forage, de sismique, et de géologie de terrain sur des prismes d'accrétion fossiles.

5.1.2 Forages au niveau du décollement

Quelques mesures directes ont pu être effectuées dans des forages qui ont atteint la profondeur du décollement. Le premier forage qui a traversé ce niveau a été réalisé durant le Leg ODP 110 sur le prisme de la Barbade [Moore et al., 1988]. Dans ce prisme, le décollement s'est propagé entre deux unités lithologiques différentes (une argilite et une argilite riche en radiolaires). Cette différence de lithologie explique en bonne partie la variation des paramètres physiques mesurés au niveau du décollement de la Barbade (noter sur le tableau 5.1 que la variation de la porosité et de la densité à la Barbade est différente des valeurs mesurés dans d'autres sites). Ces valeurs sont très probablement dues à des hétérogénéités importantes des matériaux prélevés.

Le prisme de Nankai a également été étudié en détail. Il a été foré pour la première fois en 1990. Ce forage a permis d'obtenir des mesures des propriétés physiques des matériaux au niveau du décollement (figure 5.1). A Nankai, le décollement est localisé à l'intérieur d'une série hémipélagique, et non pas à l'interface entre des lithologies différentes. Ainsi le niveau de décollement est indiqué principalement par une augmentation de la porosité et une réduction de la densité. La marge convergente du Costa Rica est la troisième région où des forages ont permis de faire des mesures jusqu'au chenal de subduction. De nouvelles mesures sur les marges convergentes de Nankai et du Costa Rica sont prévues dans le cadre d'un projet d'étude de la zone sismogène.

5.1.3 Etudes sismiques du chenal de subduction

Etant donné la profondeur de l'objet d'étude ($\sim 5 - 15$ km), seules les techniques d'imagerie acoustique permettent l'étude du chenal de subduction en plus d'une dimension (mesures ponctuelles en forage). Initialement, les images produites avec ces techniques ont été utilisées pour l'interprétation structurale uniquement (voir par exemple

Forage	$z_u - z_d$ (m)	$\phi_u - \phi_d$ (%)	$\rho_u - \rho_d$ (kg/m ³)	$\alpha_u - \alpha_d$ (m/s)	Références
Barbades Leg 110 (671)	480-520	69-55	-	-	[Moore et al., 1988]
Barbades Leg 156 (948)	490-530	60-40	1.6-1.9	1.75-1.65	[Shipley et al., 1997]
Barbades Leg 171A (1045-1048)	495-530	-	1.6-1.8	1.65-1.63	[Moore et al., 2000]
Nankai Leg 131 (808)	945-964	30-40	2.4-2.2	2.3-2.0	[Taira et al., 1992]
Nankai Leg 190 (1174)	807-840	38-40	2.4-2.2	2.3-2.0	[Mikada et al., 2004]
Nankai Leg 196 (808)*	945-964	30-40	2.2-1.5	2.3-2.0	[Mikada et al., 2004]
Costa Rica Leg 170 (1040,1043)	337-364	45-65	1.9-1.7	2.1-1.7	[Silver et al., 2000]
Costa Rica Leg 205 (1040)*	337-360	45-65	1.9-1.7	2.1-1.7	[Morris et al., 2003]

TAB. 5.1 – Sites du programme international de forage océanique profond (ODP). Ces forages ont permis de traverser le niveau de décollement. z représente la profondeur, ϕ la porosité, ρ la densité totale, α la vitesse de propagation des ondes P. Les sous-index u signifient au toit du décollement, et d à sa base. (*) indique les campagnes qui ont réutilisé des sites existants avec de nouveaux instruments (e.g. de LWD, logging while drilling, c'est-à-dire les mesures sont effectuées pendant le forage).

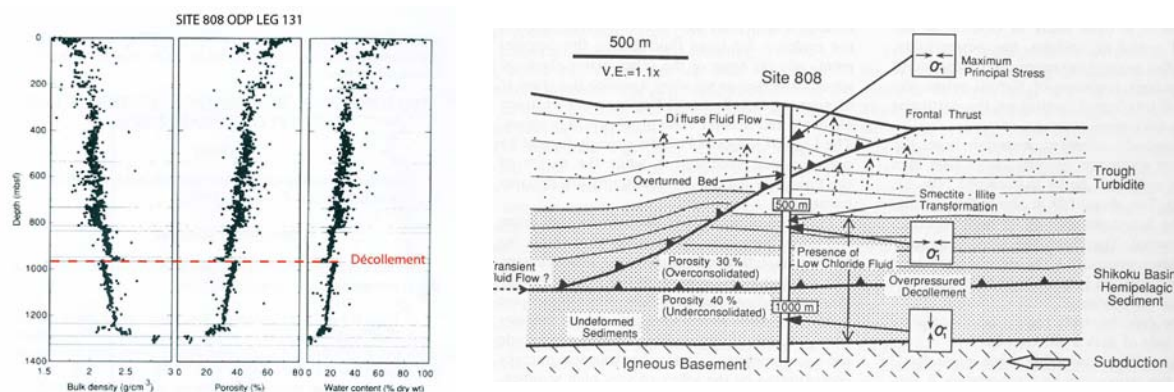


FIG. 5.1 – Observations principales effectuées au prisme de Nankai (ODP Leg 131 [Taira et al., 1992]). On peut noter que la porosité, la densité, la teneur en eau et le champ des contraintes changent brusquement entre les sédiments situés au dessus et ceux situés juste en dessous du décollement. Sur quelques dizaines de mètres, (1) la porosité (ϕ) passe de 30% à 40%, (2) la densité (ρ) diminue de 2.4 kg/cm³ à 2.2 kg/cm³ (3) la teneur en eau (ω) augmente de 15% à 23%, (4) la contrainte maximale (σ_1) passe de l'horizontale à la verticale. Les sédiments en dessous du décollement supportent des charges verticales mais ne subissent pas de déformation.

[Karig and Sharman, 1975, Bally, 1983]). Les premières études qualitatives sur la forme d'onde de la réflexion sur le décollement ont montré qu'elle présente fréquemment une inversion de polarité (e.g. au Costa Rica [Shipley and Moore, 1986], à la Barbade [Westbrook, 1991] et à Nankai [Moore et al., 1990]). Cependant, des données plus récentes de sismique 3D, acquises sur le prisme de la Barbade, ont montré que la polarité de la réflexion sur le décollement n'est pas homogène mais qu'elle varie latéralement [DiLeonardo et al., 2002, Bangs et al., 1996]. Une des premières conclusions de ces études a été que le réflecteur associé au décollement était en fait la somme de plusieurs réflexions provenant de couches plus fines. Ainsi, il s'est avéré nécessaire de modéliser l'ondelette correspondant à ce niveau réflectif. La mesure des vitesses (VSP) et des densités (en laboratoire ou par LWD)

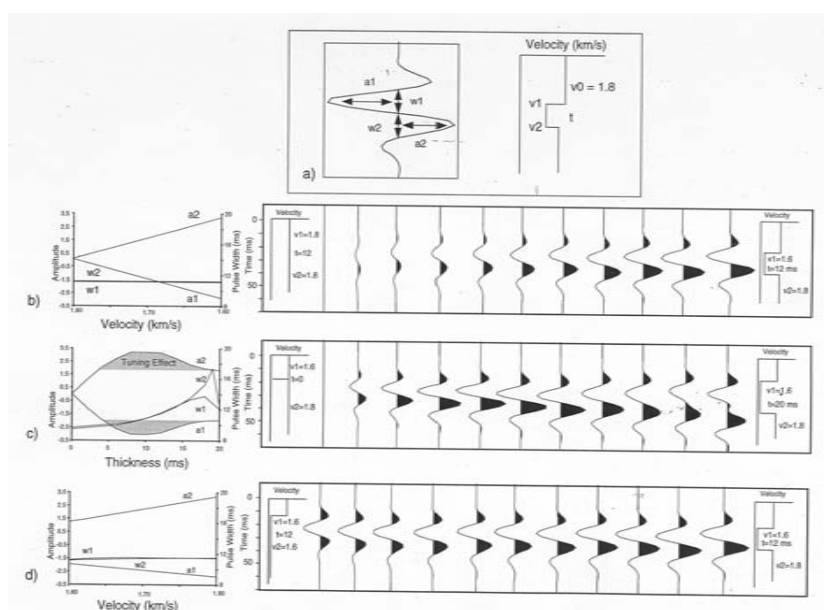


FIG. 5.2 – Exemple de modélisation réalisée par [Bangs et al., 1996]. (a) Le modèle tient compte de trois paramètres : l'épaisseur de la couche traduit dans le domaine temporel t , la perturbation de vitesse au toit du décollement v_1 , et la perturbation de vitesse à la base du décollement v_2 . La profondeur du décollement et la vitesse de la couche supérieure v_0 sont fixées. (b) Sensibilité de la trace synthétique aux variations de la perturbation de vitesse v_1 , (c) de l'épaisseur du décollement, (d) de la perturbation de vitesse v_2 . Modélisation réalisée par modélisation directe par essai et erreur, avec un nombre très réduit de paramètres (épaisseur, vitesse au toit et vitesse à la base du décollement); les traces "observées" et synthétiques sont en temps.

grâce aux forages ODP à la Barbade ont permis de calibrer les valeurs de l'amplitude des données de sismique multitrace coïncidentes, et de tenter les premières modélisations des propriétés physiques autour du niveau de décollement [Bangs and Westbrook, 1991, Bangs et al., 1996, Bangs et al., 1999]. Ces auteurs ont ainsi pu reconstruire l'épaisseur (en moyenne ~ 12) et la variation de vitesse des ondes P (en général, une diminution de ~ 100 à 120 m/s par rapport aux vitesses des matériaux, de part et d'autre du décollement).

5.1.4 Le rôle des fluides dans la formation du décollement

On a mentionné que des changements abrupts de vitesse, porosité et densité ont été mesurés au niveau du décollement. D'autre part, le réflecteur sismique associé à ce niveau est souvent de forte amplitude, cohérent et continu. Une des hypothèses la plus acceptée pour expliquer la forte réponse sismique du décollement est la présence de volumes inhabituels de fluides. Des études hydrogéologiques de dissolution et échange chimiques (par exemple [Moore and Vrolijk, 1992]) ont montré que le décollement est une zone de perméabilité importante qui permet la canalisation (*channeling*) des fluides.

La relation de Terzaghi explique ces observations. Elle relie la contrainte totale (σ) et la pression de pore (p) via la contrainte effective (σ') pour une roche saturée ² :

$$\sigma_{ij} = \sigma'_{ij} + p\delta_{ij} \quad \Rightarrow \quad p\delta_{ij} = \sigma_{ij} - \sigma'_{ij} \quad (5.1)$$

La contrainte effective (σ') est considérée comme la contrainte supportée par la matrice solide, à savoir par le contact entre les grains, et la pression de pore comme celle exercée par les fluides. Pour un champ de contrainte supposé constant, une augmentation brutale de la porosité peut être reliée directement à une augmentation de la pression de pore. Cependant, cet effet n'est pas le seul à prendre en compte, puisque le décollement est aussi une limite de contraintes, et il est soumis à une déformation considérable. Ainsi il est possible qu'au dessus du décollement la porosité soit plus basse à cause de la déformation (voir par exemple [Karig, 1993]).

On parle de surpression de fluides à une profondeur donnée (z) quand la pression de pore p est plus grande que la pression hydrostatique $u = \rho_w g z$ (où g est l'accélération gravitationnelle et ρ_w la densité de l'eau). De manière simpliste, on peut dire que la surpression de fluides dépend des conditions de perméabilité aux frontières entre les deux matériaux, et dans le cas de sédiments (c'est le cas pour le chenal de subduction), des conditions de drainage. Un volume de sédiments qui rentre dans le chenal de subduction est soumis pendant son enfouissement à des pressions lithostatiques de plus en plus importantes. Si les matériaux sont *drainés*, la pression de pore va rester proche de la pression hydrostatique. Comme la pression lithostatique augmente plus rapidement que la pression hydrostatique (la densité des roches est plus grande que celle de l'eau), ceci implique que la matrice solide doit supporter l'augmentation de charge lithostatique, et induit, en conditions *drainées*, à l'expulsion des fluides et par conséquent une réduction de la porosité (on parle de *consolidation*). Si les matériaux *ne sont pas drainés*, se sont les fluides qui doivent supporter l'augmentation de charge lithostatique. La pression de pore dépasse alors la pression hydrostatique et une surpression se produit. Des conditions non-drainées sont favorisées par des frontières imperméables, ce qui est parfois le cas au niveau du décollement (par exemple dans le prisme de la Barbade [Shipley et al., 1997])

En conclusion le décollement est une zone de quelques dizaines de mètres d'épaisseur caractérisée par (1) un changement rapide des vitesses sismiques (~ 100 - 200 m/s), (2) une discontinuité du champ des contraintes (3) une forte amplitude de la réponse sismique

²Tout le volume des cellules vides est occupé par des fluides $V_v = V_f$

associée qui apparaît souvent comme une inversion de polarité (4) fréquemment la présence d'une zone impremeable qui favorise la canalisation et la surpression des fluides.

5.2 Etude du décollement et du chenal de subduction le long du profil SIS-72

5.2.1 Données utilisées

On a choisi le profil de sismique réflexion multitrace SIS-72 (figure 5.3) situé dans la partie Ouest du Golfe de Guayaquil. Ce choix a été guidé par le bon rapport signal sur bruit des données. La bonne qualité des données a permis d'identifier facilement sur la section migré en temps des réflecteurs interprétés comme le décollement interplaque et le toit de la croûte océanique [Calahorrano, 2005, section §3.1]. Ce profil a déjà été

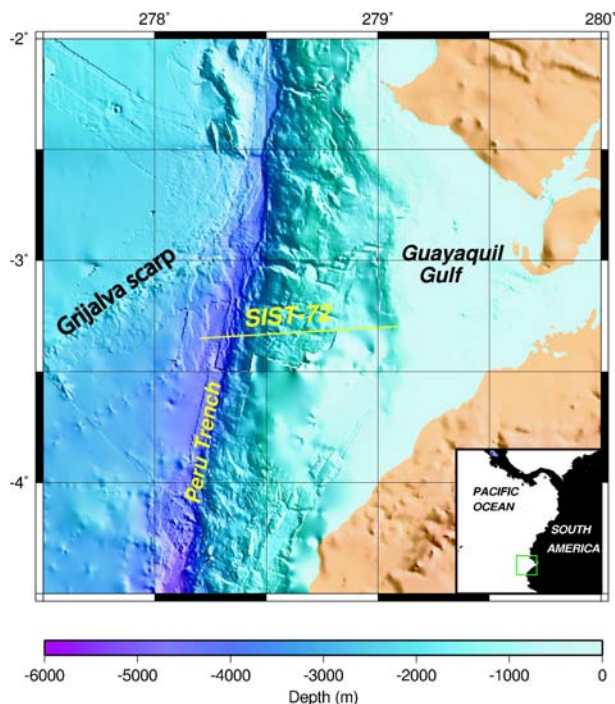
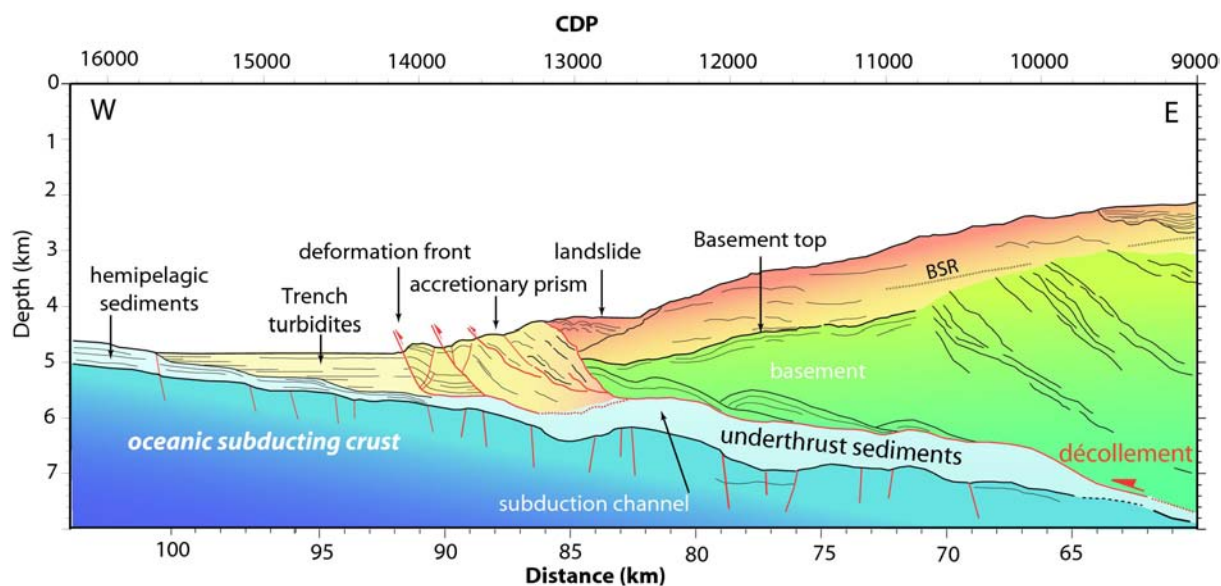


FIG. 5.3 – Carte de localisation du profil SIS-72. 1988 tirs ont été réalisés, espacés de 50m. Les données ont été enregistrées sur 348 récepteurs séparés de 12.5 m. La fracture de Grijalva sépare la plaque Nazca en deux domaines océaniques d'âges différents (~ 24 - 22 Ma au Nord [Hey, 1977], ~ 34 Ma au Sud [Lonsdale and Klitgord, 1978]). La plaque Nazca et la plaque sud-américaine convergent à une vitesse de 55 mm/an.

traité et migré en profondeur avec le logiciel commercial Sirius 2.0, (GX Technology) [Calahorrano, 2005, section §3.1]. Je vais résumer ici à la suite les résultats principaux du travail effectué auparavant. Ensuite, j'illustrerai les résultats de mon travail dans le but de comparer les résultats obtenus par [Calahorrano, 2005, section §3.1] avec les résultats fournis par la migration/inversion que j'ai appliqué. En particulier, comme nous le verrons dans les paragraphes suivants, la procédure de post-traitement de l'image migrée, nous permettra d'obtenir les variations de vitesse à petite échelle, chose qui n'avait pas encore été faite auparavant. La figure 5.4 montre les structures principales de la marge interprétées par [Calahorrano, 2005]. Dans la zone de la fosse, des sédiments hémipélagiques sont recouverts par un remplissage de turbidites. Les dépôts turbiditiques de fosse sont plissés et décalés par des chevauchements à vergence océanique, indiquant la présence d'un

5.2 Etude du décollement et du chenal de subduction le long du profil SIS-72



8

FIG. 5.4 – Interprétation des structures et des unités principales pour la section migrée en profondeur du profil SIS-72 [Calahorrano, 2005]

prisme d'accrétion. A la base de ce prisme le décollement interplaque se situe au dessus de l'interface entre les deux unités sédimentaires, ainsi, il est possible que des turbidites soient entraînées sous la marge avec le pélagites [Calahorrano, 2005]. Selon cet auteur le chenal de subduction pourrait contenir également des matériaux transportés par érosion frontale, c'est-à-dire issus de glissements de la couverture sédimentaire de la marge ou d'effondrements du socle dans la fosse, et des matériaux soustraits par érosion basale au prisme d'accrétion ou à la marge. Le socle de la marge montre un faciès diffractant et il est recoupé par des groupes de forts réflecteurs inclinés vers le continent. Les vitesses plus importantes des matériaux situés vers le continent [Calahorrano, 2005] indiquent que le socle près du front de déformation est séparé par des matériaux allochtones du bloc côtier équatorien. Juste au dessus du chenal de subduction, dans la zone d'étude, on constate localement la présence d'un litage, qui nous fait penser que le socle est probablement composé d'anciennes unités sédimentaires (matériaux entraînés en profondeur par érosion basale).

Parmi les décollements interplaques les plus étudiés au monde nous avons rencontré celui de la Barbade et de Nankai, tous les deux sont dans des marges convergentes typiquement en régime de subduction-accrétion. Très peu de travaux ont été menés dans de zones de subduction-érosion, qui concerne pourtant près de 70% des marges convergentes [von Huene and D.Scholl, 1991]. [Calahorrano, 2005] a montré de claires indices d'érosion tectonique dans la marge convergente du Sud de l'Equateur : (1) une forte pente topographique au front de la marge qui favorise l'effondrement gravitaire, (2) l'absence d'un prisme d'accrétion développé. D'ailleurs l'épaississement du chenal de subduction, pourrait indiquer que l'érosion basale peut jouer un rôle important.

5.2.2 Modèles de vitesse de référence utilisés et images migrées

À cause de la difficulté d'estimer précisément les vitesses à la profondeur du chenal de subduction à partir des seules données MCS, deux approches parallèles pour l'estimation du modèle de vitesse de référence ont été employées de manière complémentaire. La première approche a mis en pratique la procédure décrite dans la section §3.3.1, la deuxième a utilisé la méthode d'analyse de la focalisation que [Calahorrano, 2005] a estimé avec le logiciel Sirius.

Modèle A : Modèle de vitesse de référence à partir de la méthode de Al-Yahya, (1989)

On a suivi la démarche décrite dans la section §3.3.3 et la figure 3.25, partant d'un macro-modèle de vitesse de référence initial après le passage en profondeur, l'interpolation et le lissage des vitesses NMO. Le modèle de vitesse initial résultant est présenté dans la figure 5.5 (itération 1). Le modèle de vitesse à l'itération 3 a été utilisé comme entrée pour migrer les données et également pour appliquer à l'image migrée la procédure de post-traitement. Les images migrées correspondantes à chacun des modèles de vitesse sont illustrées sur la figure 4.6. Une des caractéristiques la plus remarquable du modèle de vitesse obtenu à l'itération 3 (figure 5.5, itération 3) est la présence d'une inversion des vitesses à la profondeur du chenal de subduction pour une distance horizontale $x \leq 80$ km. Quelques observations nous amènent à avoir confiance en ce résultat : À l'itération 1 (modèle de vitesse de référence non-corrigé), les panneaux iso-X et les panneaux de semblance ont un comportement assez différent dans la zone $x \leq 80$, où se situe le chenal de subduction, par rapport à la zone $x > 80$, où se trouvent le prisme d'accrétion et la fosse (figure 5.7). Si l'on suit les réflecteurs F(fond marin), D (décollement) et T (toit de la croûte océanique), on peut constater que : (1) *dans la zone $x \leq 80$* , les maxima de semblance indiquent que les valeurs de γ diminuent systématiquement avec la profondeur entre F et D, où ils varient entre $\gamma > 1$ (vitesses sur-estimées) à proximité de F et $\gamma < 1$ (vitesses sous-estimées) à proximité de D. Cela indique que le vrai gradient de vitesse est beaucoup plus élevé que celui des vitesses non corrigées. Au point D, la tendance se renverse et le coefficient γ augmente brusquement et atteint des valeurs de $\gamma > 1$ à proximité de T. Par conséquent, les vitesses d'intervalle obtenues par la solution du système linéaire de l'équation 3.67 (figure 5.5 à droite) indiquent que la vitesse est jusqu'à 800 m/s plus basse dans le chenal de subduction (entre D et T) qu'à la base du socle (au dessus de D). (2) *dans la zone $x > 80$* les panneaux de semblance présentent des caractéristiques assez différentes. Entre les événements F et T, les valeurs de γ *augmentent* avec la profondeur, indiquant un faible gradient pour les vraies vitesses. Au point T, les valeurs de γ *diminuent*. Bref, les tendances du coefficient γ sont presque contraires à celles de l'autre zone. Ainsi, pour la zone $x > 80$, les vitesses d'intervalle obtenues montrent une zone à basse vitesse (on peut considérer que c'est la série de remplissage sédimentaire de fosse), avec une augmentation très forte des vitesses au niveau T (toit de la croûte océanique).

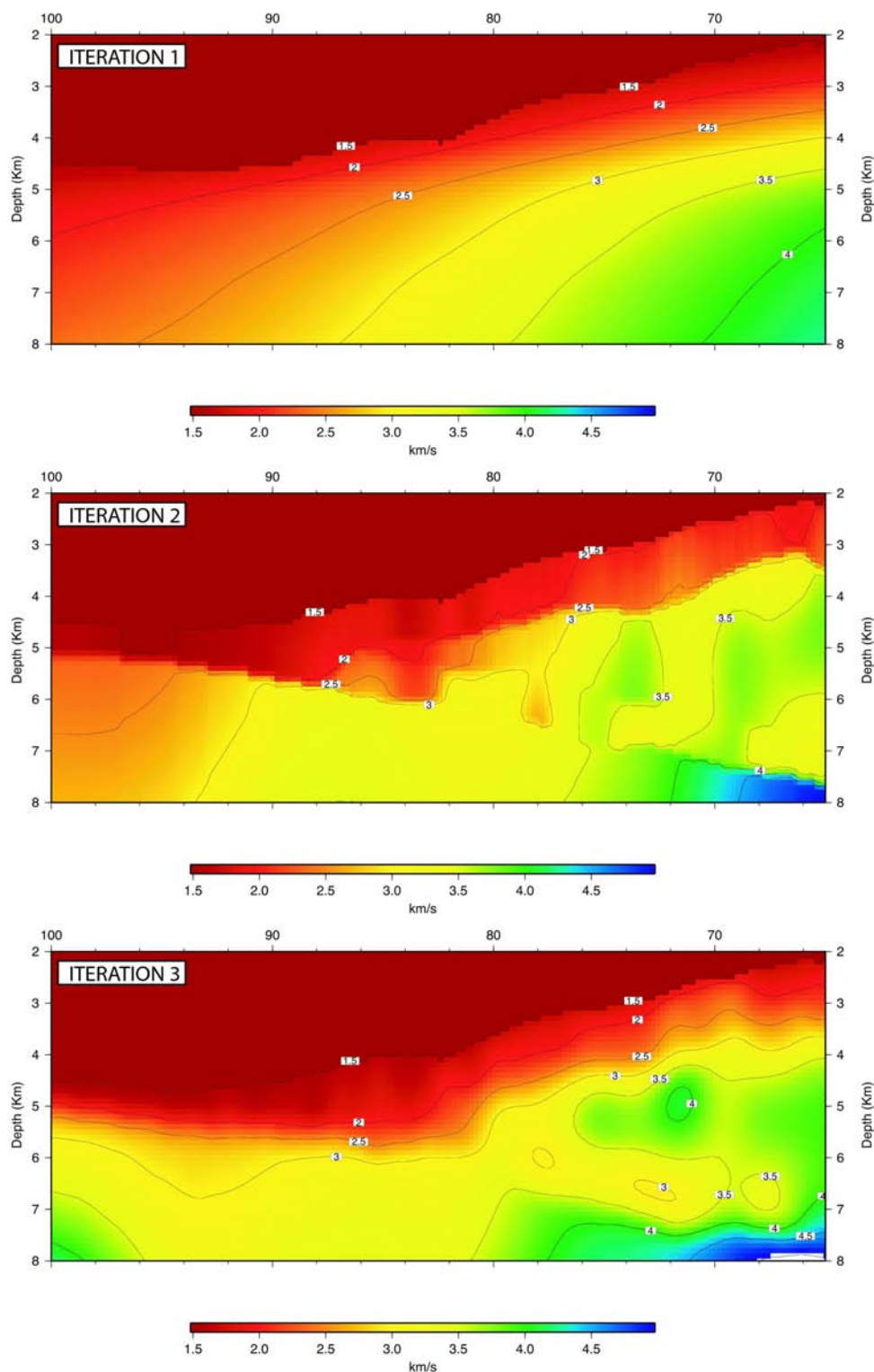


FIG. 5.5 – Evolution du modèle de vitesse pendant l'application de la procédure de correction des vitesses. (*En haut*) Distribution des vitesses d'intervalle obtenues à partir de l'équation de Dix (2.9), interpolées, corrigées en fonction de la bathymétrie (les vitesses audessus du fond sont fixées à 1480 m/s). (*Au milieu*) Deuxième itération. (*En bas*) Troisième itération. Noter l'inversion de vitesses très nette au niveau du canal de subduction. Tous les modèles ont été lissés (filtre gaussien).

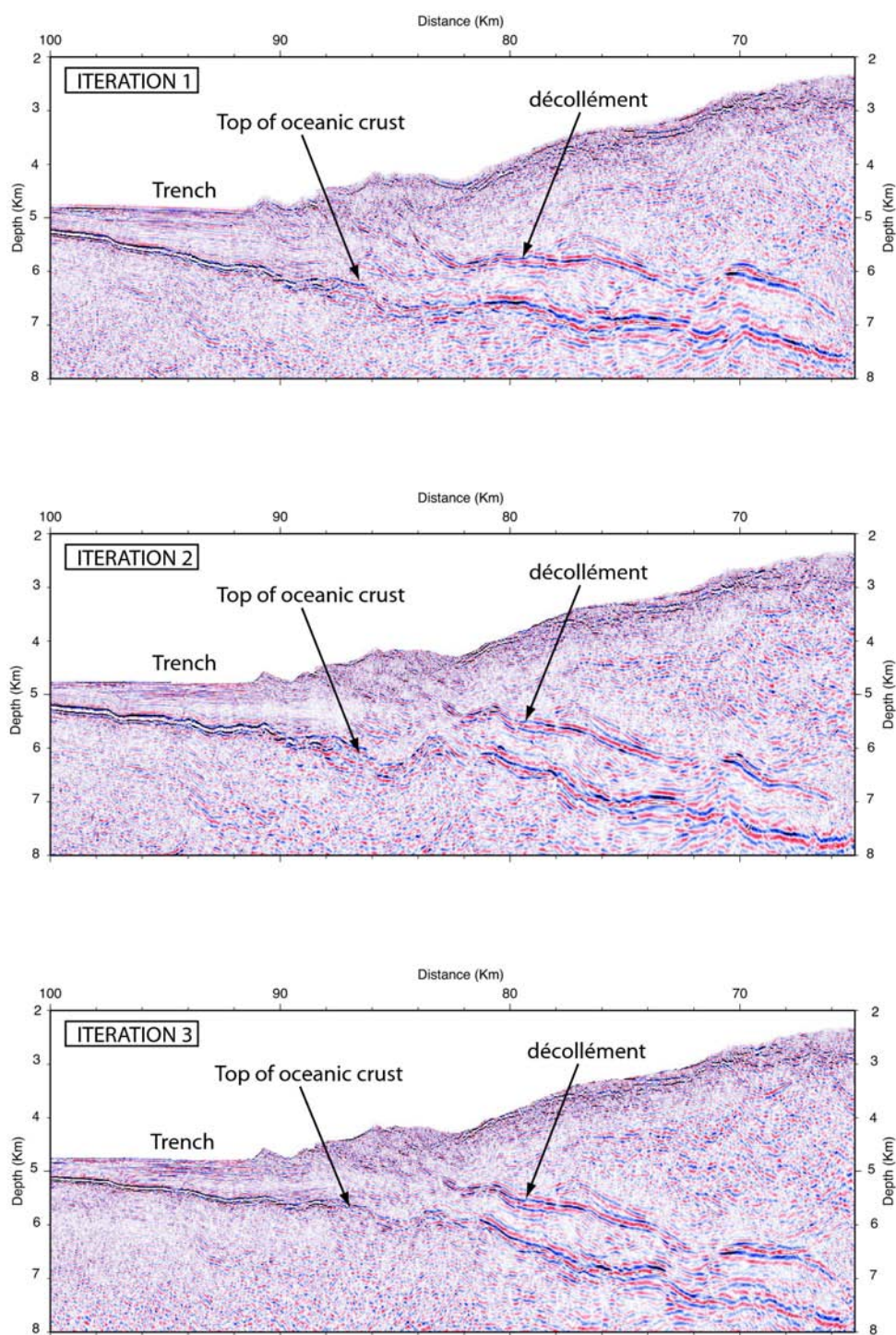


FIG. 5.6 – Images migrées correspondantes aux modèles de vitesse présentés dans la figure 5.5. Les réflecteurs sur lesquels nous avons centré notre étude sont indiqués. Noter que à l'itération 3 la pente du décollement et du toit de la croute est plus importante qu'à l'itération 1.

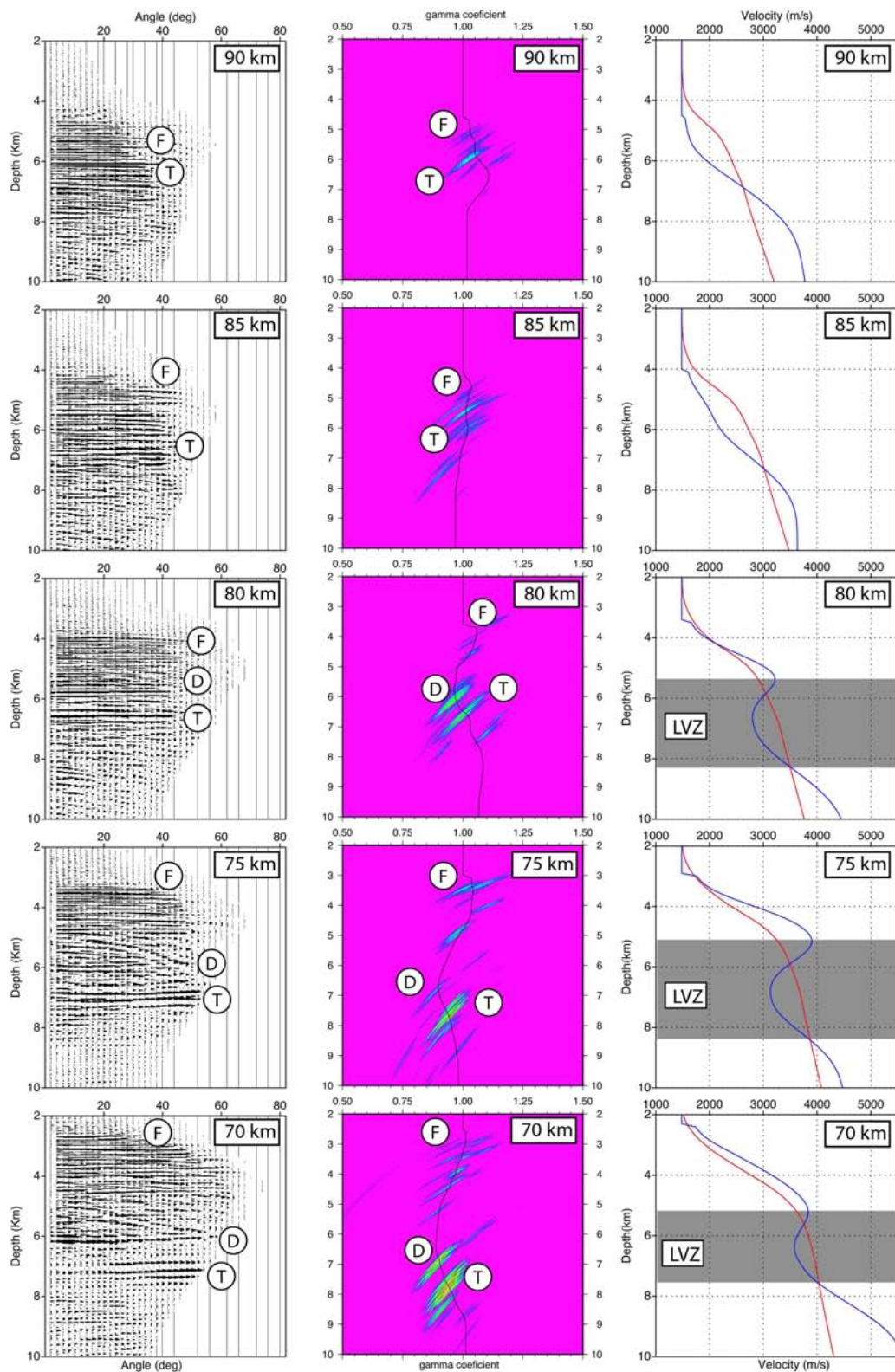


FIG. 5.7 – Observations qui justifient l'inversion de vitesse au niveau du chenal de subduction. (À gauche) Panneaux iso-X obtenus à partir de l'itération 1 (modèle de vitesse non-corrigé). (Au centre) Panneaux de semblance correspondants. La courbe affichée est l'interpolation des maxima pointés. (À droite) Superposition de la vitesse à l'itération 1 (non corrigée, en bleu) et la vitesse à l'itération 3 (corrigée en rouge). La bande grise représente la zone d'inversion de vitesse (Low Velocity Zone)

Modèle B : Modèle de vitesse de référence à partir de la méthode d'analyse de la focalisation [Calahorrano, 2005]

La correction du modèle de vitesse de référence par [Calahorrano, 2005] a été effectuée grâce à un logiciel commercial (Sirius 2.0, GX Technology). Ce logiciel utilise une migration en profondeur avant sommation dans l'approximation de Kirchhoff (à amplitude non préservée) dont les paramètres de rais (solution de l'équation de l'eikonal) ont été calculés par différences finies. Comme on a mentionné dans le paragraphe 3.3, la migration en profondeur est indissociable de l'estimation d'un modèle de vitesse de référence. Ce modèle de vitesse, présenté dans la figure 5.8, a été estimé par une procédure d'analyse de vitesse durant la migration basée sur la méthode de focalisation (*focusing analysis*). La solution de l'équation de l'eikonal par techniques de différences finies permet d'utiliser un modèle de vitesse de référence à couches adaptée à la correction des vitesses par la méthode de focalisation. Cela permet plus facilement, d'ajouter la connaissance *a priori* de la géométrie des structures géologiques (*geological framework*). La géométrie des couches qui composent le modèle de vitesse est numérisée pour chacun des réflecteurs principaux de l'image migrée sur plusieurs itérations (figure 5.8). Ce modèle de vitesse montre aussi une inversion de vitesse très nette au niveau du chenal de subduction, qui peut atteindre jusqu'à 800 m/s de moins qu'à la base du socle.

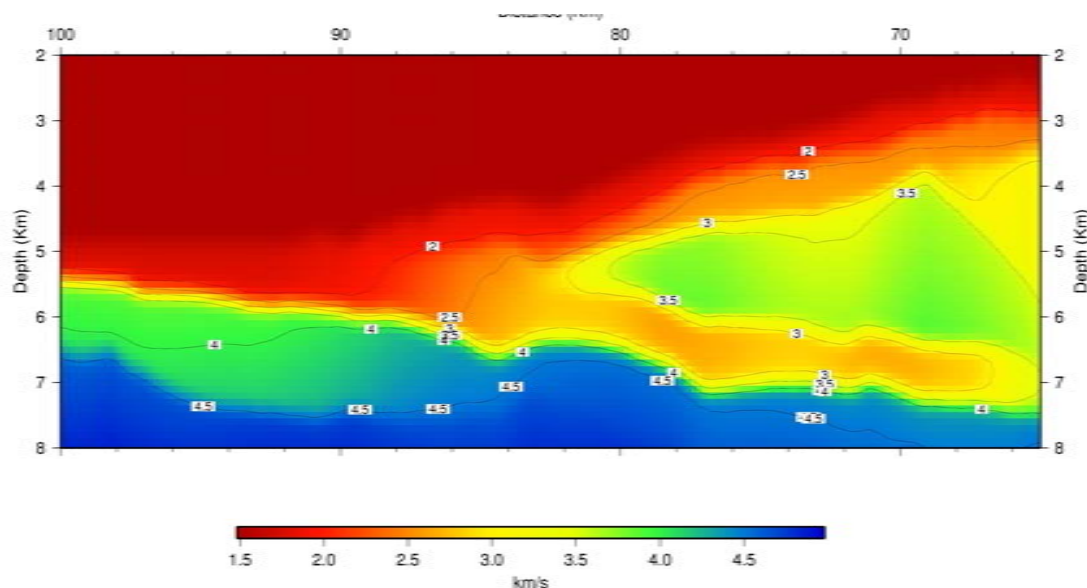


FIG. 5.8 – Modèle de vitesse à partir de la méthode d'analyse de focalisation (modèle B), après un lissage gaussien ($\tau_x = \tau_y = 200$ m). Noter aussi l'inversion de vitesse très nette au niveau du chenal de subduction

J'ai utilisé ce modèle de vitesse pour migrer les mêmes données avec la méthode de migration/inversion rais+Born, afin d'obtenir une image à amplitude préservée (contrairement à la méthode d'analyse de focalisation qui fournit une image en profondeur mais dont les amplitudes ne sont pas préservées). Les amplitudes préservées dans l'image migrée sont indispensables pour pouvoir effectuer le post-traitement de cette image afin d'obtenir

les variations de vitesse à petite échelle des réflecteurs sismiques d'intérêt.³ (voir section §3.2). Les figures 5.9 et 5.10 présentent l'image migrée que [Calahorrano, 2005] a obtenu à partir du logiciel Sirius 2.0 et celle que j'ai obtenu à partir de la migration/inversion rais+Born, respectivement. On constate que si les images sont pratiquement équivalentes, il y a toutefois quelques différences importantes à relever : le traitement des données suivi n'est pas le même, puisque pour garantir une distortion minimale de l'amplitude, toutes les procédures du pre-traitement qui touchent l'amplitude (e.g. égalisation dynamique des amplitudes, mute interne, filtres passe-bandes très serrés) n'ont pas été appliqués pour réaliser la figure. 5.10. L'effet de l'égalisation est visible sur la figure 5.9 dans l'amplitude des hautes fréquences, qui sont renforcées. L'image à amplitude préservée favorise les réflecteurs les plus forts, parmi lesquels le maximum d'amplitude est trouvé au long du toit de la croûte océanique (5.10).

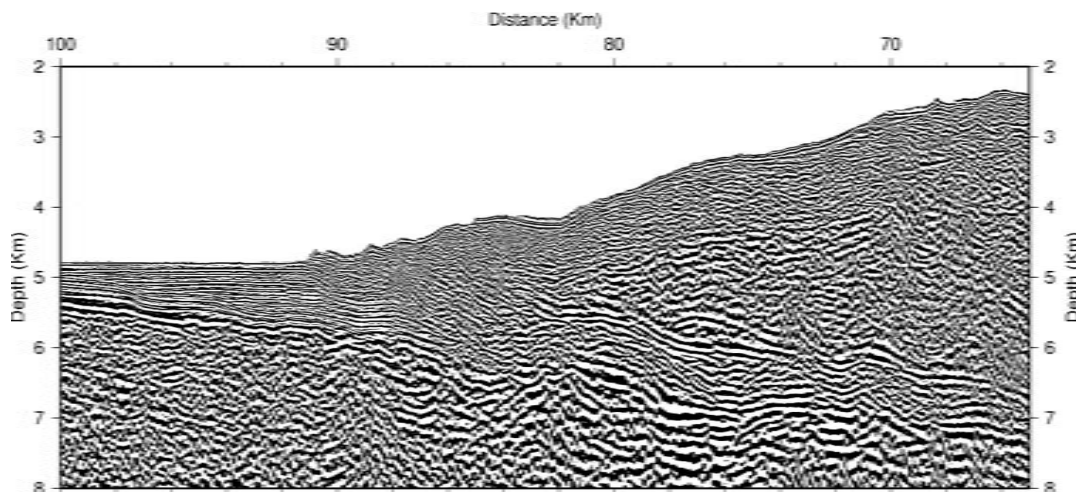


FIG. 5.9 – Image migrée à partir du logiciel Sirius 2.0, basé sur une migration de Kirchhoff (à amplitude non préservée). Le modèle de vitesse de référence celui à partir de la méthode d'analyse de focalisation [Calahorrano, 2005], modèle B, présenté dans la figure 5.8

Estimation de l'erreur des modèles de vitesse

La figure 5.13 illustre l'évolution de quelques panneaux iso-X pendant les trois itérations de la correction du modèle de vitesse par la méthode de [Al-Yahya, 1989]. Pour interpréter cette figure, on peut rappeler que si le modèle de vitesse est correct, les événements sur les panneaux iso-X sont plats (section §3.3.1). Selon ce critère, le modèle de vitesse de départ (itération 1) ne présente que de faibles erreurs, sauf pour quelques intervalles (e.g. iso-X situés à $71 \text{ km} < x < 73 \text{ km}$). A la deuxième itération, la plupart des événements sont mieux corrigés à l'exception du panneau iso-X à $x = 81 \text{ km}$. La troisième itération apporte une correction importante sur quelques panneaux (en particulier ceux situés $71 \text{ km} < x < 73 \text{ km}$). La figure 5.13 est aussi une bonne illustration du fait que

³L'amplitude préservée est également indispensable pour les méthodes de variation de l'amplitude avec l'offset ou l'angle (AVO,AVA)

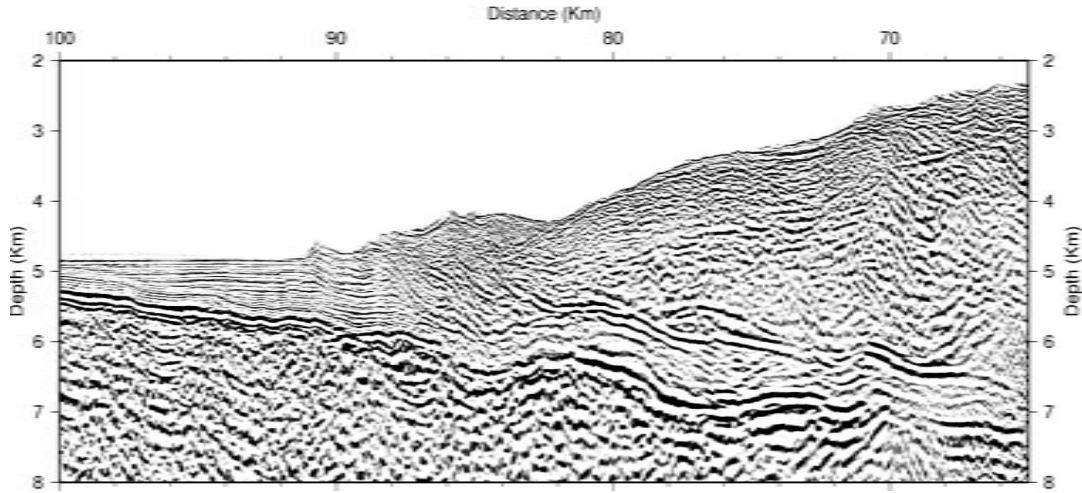


FIG. 5.10 – Résultat de la migration/inversion rais+Born obtenu en utilisant le même modèle de vitesse (modèle B, présenté la figure 5.8) que pour le figure 5.9

l'éclairage varie avec le modèle de vitesse (pour un même panneau iso-X, la "longueur" des évènements change considérablement d'une itération à l'autre).

Examinons maintenant la figure 5.14 qui représente les panneaux de semblance associés aux panneaux iso-X de la figure 5.13. La courbure des évènements est quantifiée dans les panneaux de semblance, de manière à ce que, dans le cas de vitesses correctes (évènement plat), le coefficient γ soit 1. La figure 5.11 synthétise sur une carte 2D les valeurs du coefficient γ pour le modèle de vitesse de référence à la troisième itération (qu'on appelle modèle A, figure 5.5). Cette carte peut être interprétée comme l'erreur résiduelle de la vitesse *moyenne* dans le modèle de référence. Les zones non colorées ont des valeurs de γ proches de 1 ($0.98 < \gamma < 1.02$); dans les zones en bleu la vitesse est sous-estimée ($\gamma < 0.98$) et dans les zones en rouge la vitesse est sur-estimée ($\gamma > 1.02$). Les erreurs à la troisième itération sont faibles et situées dans l'intervalle $\gamma \in [0.95, 1.05]$. Cette carte apporte trois informations : (1) dans la zone comprise entre $88 \text{ km} < x < 100 \text{ km}$ et $6 \text{ km} < z < 8 \text{ km}$, les vitesses dans la croûte océanique sont sous-estimées; (2) dans la zone comprise entre $82 \text{ km} < x < 88 \text{ km}$ et $5 \text{ km} < z < 8 \text{ km}$, les vitesses du chenal de subduction et de la croûte océanique sont sous-estimées; (3) dans la zone d'application du post-traitement (que nous allons appliquer) située entre $65 \text{ km} < x < 82 \text{ km}$ et $5 \text{ km} < z < 8 \text{ km}$ (cadre dans la figure 5.11), le chenal de subduction, objectif de ce chapitre, est recoupé par trois zones de vitesse sous-estimée : à 79-81, 74-76, et 71-72 km. Il y a une tendance à grouper les erreurs en bandes verticales, provenant du fait que la correction est réalisée indépendamment pour chaque panneaux iso-X.

La figure 5.15 présente les panneaux iso-X et les panneaux de semblance calculés pendant la migration avec le modèle B figure 5.8. L'erreur résiduelle calculée à partir de la semblance est présentée sur la figure 5.12. Les vitesses dans la croûte océanique sont sur-estimées, ce qui peut provenir de la modélisation à couches utilisée dans la construction de ce modèle. Dans la zone d'application du post-traitement ($88 \text{ km} < x < 100 \text{ km}$ et $6 \text{ km} < z < 8 \text{ km}$, cadre sur la figure 5.15), les erreurs sont faibles sauf pour la zone comprise entre $68 \text{ km} < x < 72 \text{ km}$. Si l'on compare la zone d'application du post-traitement sur les deux

5.2 Etude du décollement et du chenal de subduction le long du profil SIS102

cartes d'erreurs (figures 5.14 et 5.12), on a l'impression que les zones bien contraintes de chaque modèle (erreur sur les vitesses $< 2\%$) sont complémentaires.

En complément de cette étude du niveau du décollement, on peut faire un commentaire sur les vitesses estimées pour la croûte océanique dans les deux modèles. La sismique réflexion multitrace n'est pas la mieux adaptée pour l'estimer les vitesses en profondeur, d'autant plus quand très peu des réflecteurs intra-crustaux sont identifiés. En gardant ceci à l'esprit, il faut souligner que pour le premier kilomètre (en profondeur) de croûte océanique, les deux modèles indiquent des vitesses de 3.0-4.0 km/s, qui sont des valeurs faibles par rapport aux vitesses "standard" de la partie la plus superficielle de la croûte océanique (~ 5.0 km/s [White et al., 1992]). Les images migrées mettent en évidence des systèmes de failles normales (figure 5.4), très communes sur la plaque plongeante à cause de sa flexure au début de la subduction (e.g. [Ranero et al., 2003, Ranero and Sallarès, 2004]). Ceci pourrait expliquer en partie les faibles vitesses observées, par processus de fracturation et infiltration de fluides.

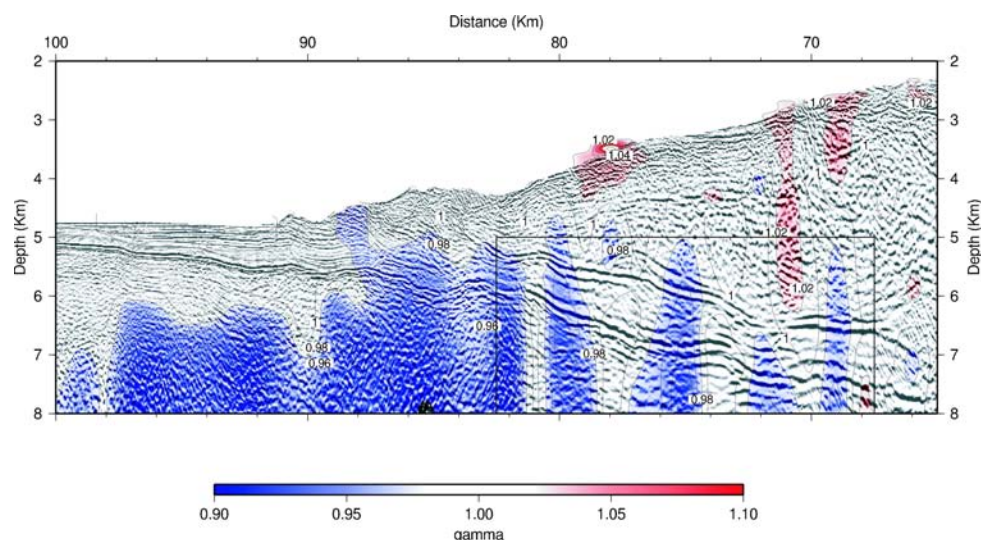


FIG. 5.11 – Erreur résiduelle pour la troisième itération du modèle de vitesse corrigé par la méthode de Al-Yahya (modèle A). L'erreur est quantifiée à partir des panneaux de semblance. La zone non-colorée est celle où l'erreur de vitesse moyenne est inférieure à 2%. Le cadre indique la zone où le post-traitement a été appliqué.

Les caractéristiques à grande échelle des deux modèles de vitesse (modèle A, figure 5.5 itération 3, et modèle B, figure 5.8) sont très similaires, par : (1) la présence d'une inversion de vitesse au niveau du chenal de subduction (modèle A, $\sim 3.0 - 3.5$ km/s; modèle B $\sim 2.5 - 3.2$ km/s); (2) une couverture sédimentaire de la marge à basse vitesse (modèle A, $\sim 1.5 - 2.5$ km/s; modèle B $\sim 2.0 - 3.0$ km/s); (3) un remplissage de fosse à basse vitesse (modèle A, $\sim 1.5 - 1.8$ km/s; modèle B $\sim 1.5 - 2.0$ km/s); (4) un socle à vitesse intermédiaire ($\sim 3.0 - 3.5$ km/s sur les deux modèles), et (5) la croûte océanique à vitesse comprise entre ~ 3.0 et 4.5 km/s (modèle A) ou ~ 3.5 et 4.5 (modèle B).

La superposition du pointé des réflecteurs principaux sur l'image migrée (figures 5.6-itération 3- pour le modèle A et 5.10 pour le modèle B) est présentée sur la figure

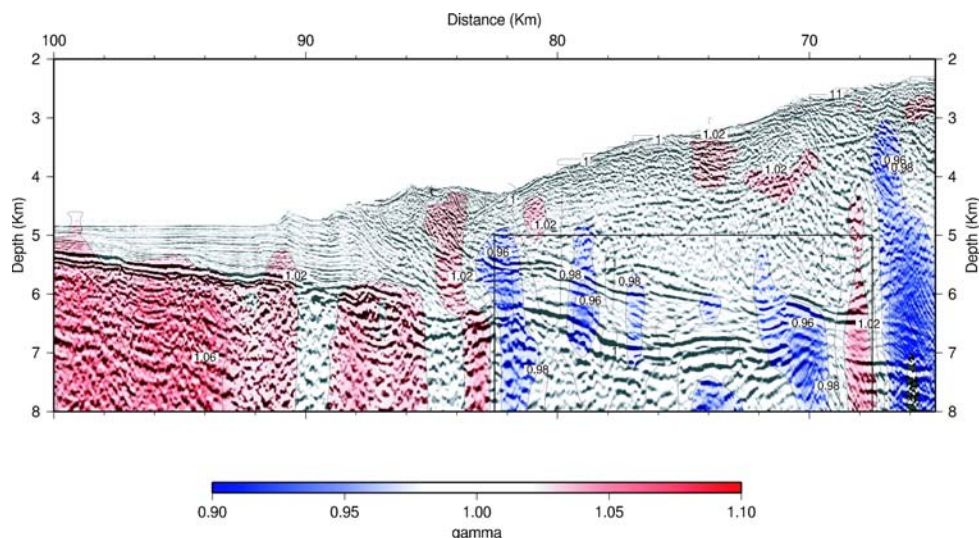


FIG. 5.12 – Erreur résiduelle pour le modèle de vitesse corrigé par la méthode d'analyse de focalisation (modèle B). L'erreur est quantifiée à partir des panneaux de semblance. La zone non-colorée est celle où l'erreur de vitesse moyenne est inférieure à 2%. Le cadre indique la zone où le post-traitement a été appliqué.

5.16. Une légère différence dans la vitesse de l'eau considérée (1480 m/s modèle A vs. 1430 m/s modèle B) produit un décalage (~ 80 m) du réflecteur du fond marin (F) au niveau de la fosse et du domaine océanique. Dans la même région ($88 \text{ km} < x < 100 \text{ km}$), le réflecteur du toit de la croûte océanique (T) de l'image migrée à partir du modèle A est systématiquement ~ 200 à 300 m au dessus de celui de l'image migrée à partir du modèle B. Cela provient du fait que le modèle A présente des vitesses $\sim 200 \text{ m/s}$ plus lentes dans le remplissage de fosse que le modèle B (figure 5.18 et 5.19).

On a observé sur la carte d'erreur résiduelle du modèle de vitesse A (figure 5.11) que les vitesses dans la zone comprise entre $82 \text{ km} < x < 88 \text{ km}$ sont sous-estimées, tandis que celles du modèle de vitesse B sont bien contraintes, voir légèrement sur-estimées. Cela se traduit en vitesses ~ 400 à 600 m/s plus lentes sur le modèle A (figure 5.18 et 5.19) et à une différence de ~ 0.8 à 1.0 km à la profondeurs du décollement (D) et du toit de la croûte océanique (T). La zone d'application du post-traitement ($67 \text{ km} < x < 82 \text{ km}$ et $5 \text{ km} < z < 8 \text{ km}$, cadre à bordure noire de la figure 5.16) montre trois zones de comportement différent : (1) entre $80 \text{ km} < x < 82 \text{ km}$, où se prolonge la zone à faible vitesse du modèle A (sous-estimée d'après la figure 5.11) et où on considère que le modèle B donne des vitesses (et une géométrie) mieux contraintes ; (2) entre $73 \text{ km} < x < 80 \text{ km}$, où les différences de vitesse (figure 5.18 et 5.19) et de géométrie (figure 5.16) entre les deux modèles sont mineures ; (3) entre $65 \text{ km} < x < 73 \text{ km}$ (cadre vert sur la figure 5.16), où les variations de géométrie sont plus importantes que celles qu'on attendrait par effet de la différence de vitesse seulement (figure 5.18 et 5.19). Un agrandissement sur cette zone pour les deux images migrées est présenté dans la figure 5.17 mettent en évidence que dans cette zone les deux interprétations sont possibles. L'image à partir du modèle de vitesse A, montre plusieurs forts réflecteurs (figure 5.17 à gauche) parmi lesquels on peut identifier ceux correspondants à l'interprétation du modèle B (lignes en bleu). La

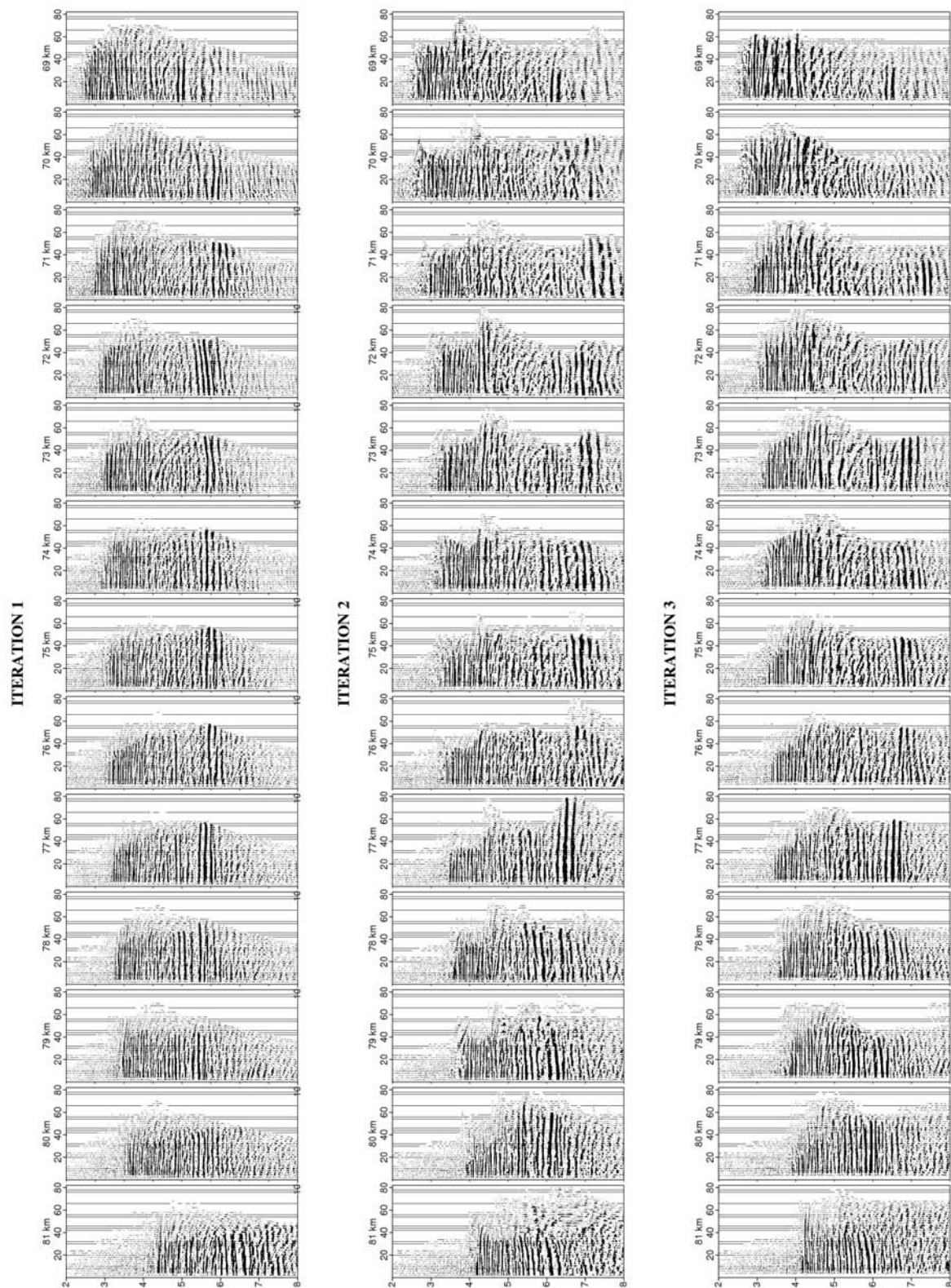


FIG. 5.13 – Panneaux iso-X entre $69 \text{ km} < x < 82 \text{ km}$, espacés d'un kilomètre



FIG. 5.14 – Panneaux de semblance entre $69 \text{ km} < x < 82 \text{ km}$. La distance entre panneaux est $\Delta x_{isox} = 1 \text{ km}$

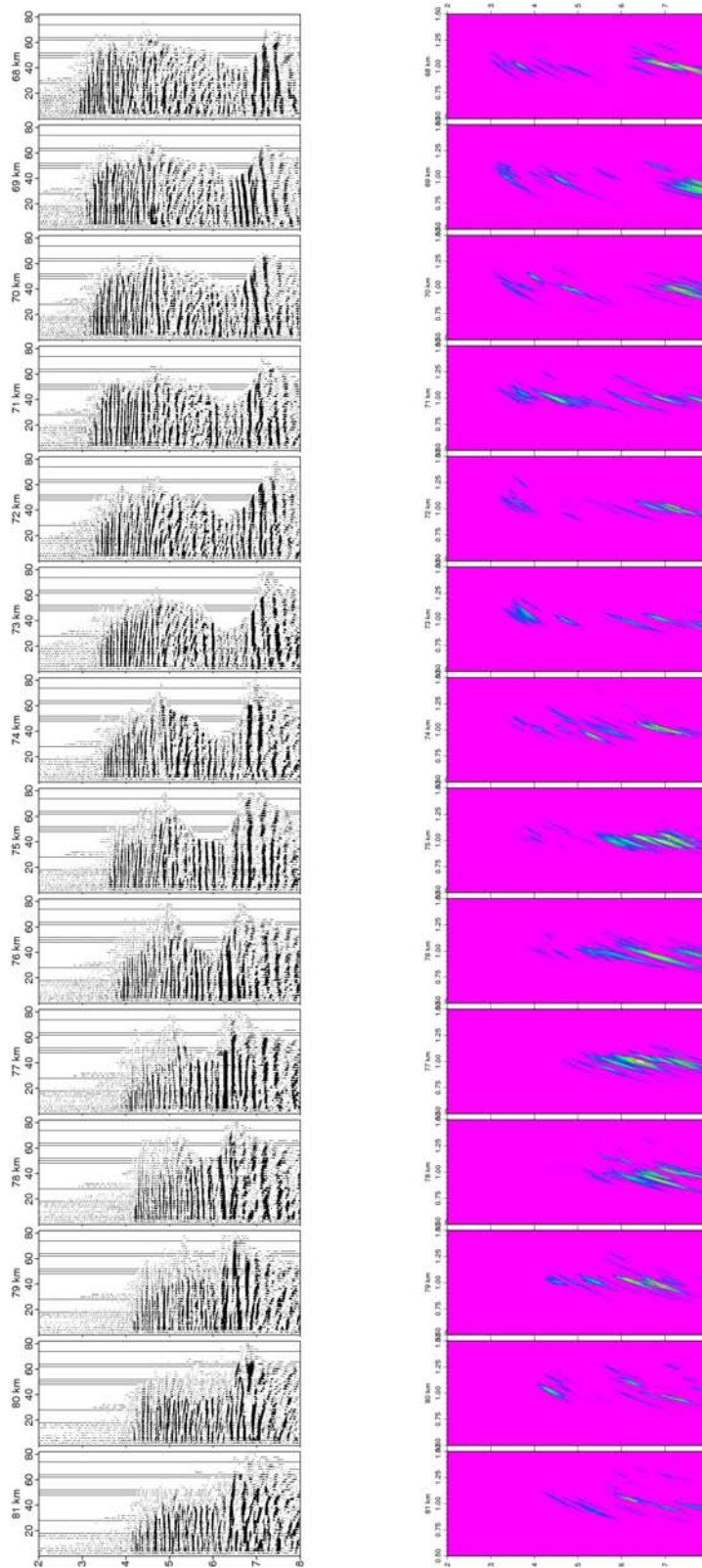


FIG. 5.15 – Panneaux IsoX et panneaux de semblance entre $69 \text{ km} < x < 82 \text{ km}$ pour la migration à partir du modèle de vitesse obtenu par analyse de la focalisation (modèle B). La distance entre panneaux est $\Delta x_{isox} = 1 \text{ km}$

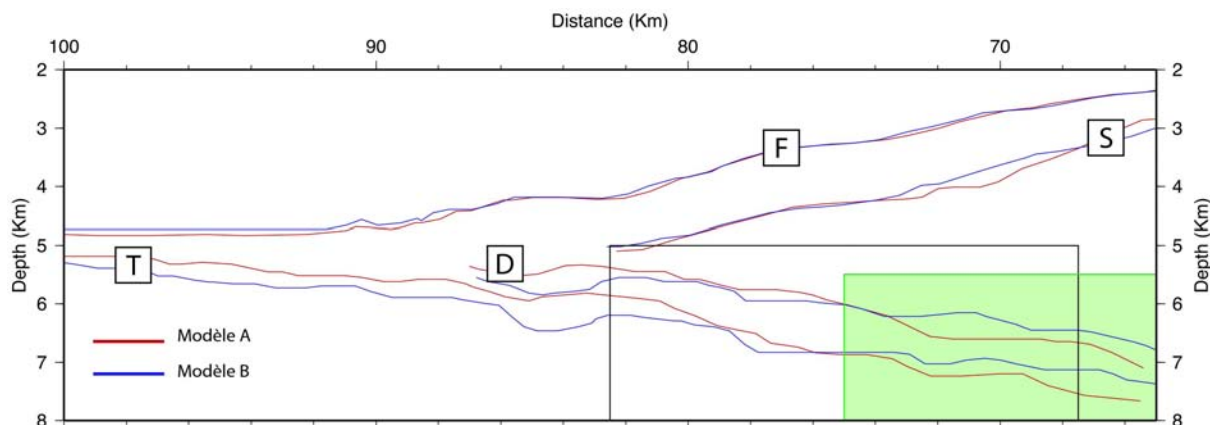


FIG. 5.16 – Superposition des réflecteurs principaux (fond marin F, toit du socle S, décollement D et toit de la croûte océanique T). (En rouge) Réflecteurs correspondants au modèle A. (En bleu) Réflecteurs correspondants au modèle B. Le cadre noir indique la zone où le post-traitement a été appliqué. Le cadre vert est la zone agrandie dans la figure 5.17

procédure de construction du modèle de vitesse à couches (modèle B) nécessite de choisir les réflecteurs qui limitent les couches de vitesse (en ce cas la couche est le chenal de subduction), de manière à favoriser une des interprétations. Cependant, on constate que sur l'image migrée (figure 5.17 à droite) les réflecteurs correspondant à l'interprétation du modèle A (les lignes rouges) sont encore identifiables. Les cartes d'erreur résiduelle (figures 5.14 et 5.12) suggèrent que le modèle A est mieux contraint sur cette zone.

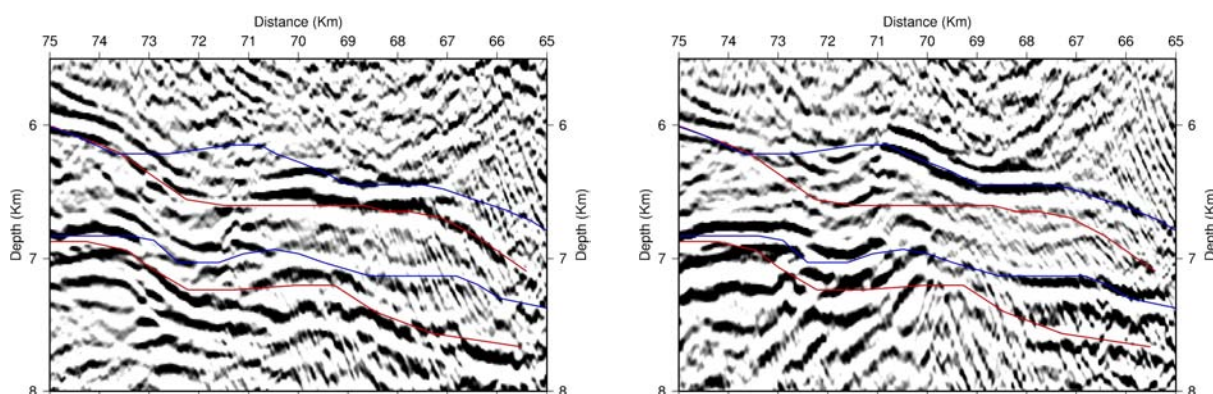


FIG. 5.17 – Agrandissement de la zone comprise entre $65 \text{ km} < x < 73 \text{ km}$ et $5.5 \text{ km} < z < 8 \text{ km}$. (À gauche) l'image migrée à partir du modèle A. (À droite) l'image migrée à partir du modèle B. En rouge sont présentés les points des réflecteurs correspondant au modèle A. En bleu, celui des réflecteurs correspondant au modèle B.

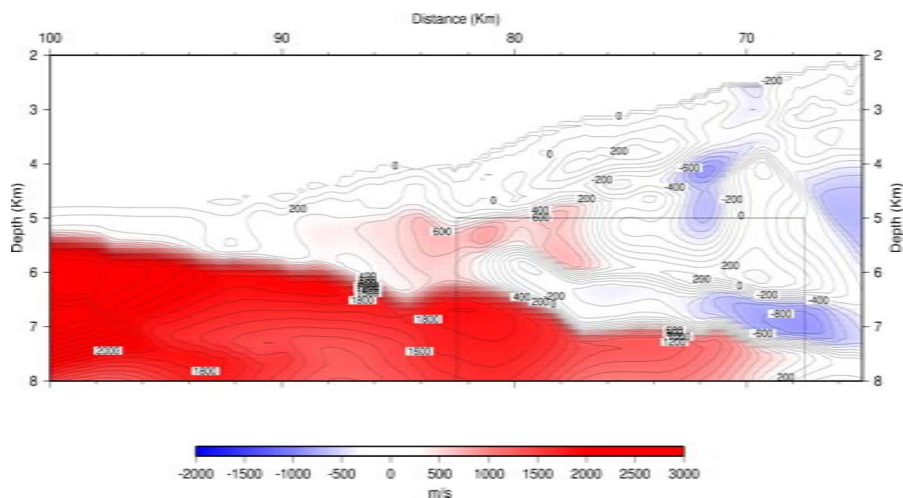


FIG. 5.18 – Différence $v_B - v_A$ entre le modèle de vitesse obtenu par focalisation (modèle B) et celui obtenu par la méthode de Al-Yahya (modèle A) . La palette de couleur a été choisie de manière à ce que les zones en blanc correspondent à une différence de vitesse inférieure à 300 m/s. Les contours sont espacés de 100 m/s. Le cadre indique la zone où le post-traitement a été appliqué.

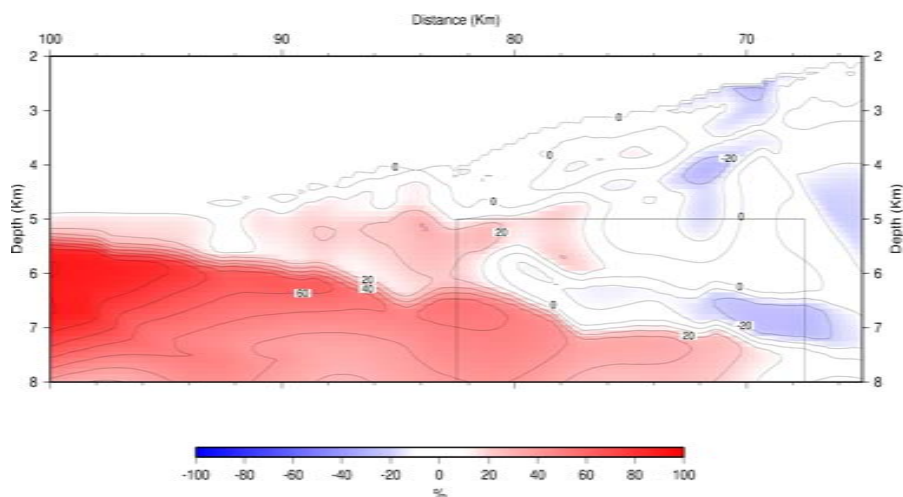


FIG. 5.19 – Variation de la vitesse (en pourcentage) par rapport à la moyenne des deux modèles $(2(v_B - v_A)/(v_B + v_A))$. Les zones en blanc correspondent à des variations inférieures à 10%. Les lignes de contour sont espacées de 10%. Le cadre indique la zone où le post-traitement a été appliqué.

5.3 Post-traitement de l'image migrée

La procédure de post-traitement de l'image migrée décrite dans la section §3.5 a été appliquée sur la zone du chenal de subduction ($67 \text{ km} < x < 82 \text{ km}$ et $5 \text{ km} < z < 8 \text{ km}$). On a utilisé comme donnée d'entrée les traces migrées obtenues avec chacun des modèles de vitesse de référence (modèle A, figure 5.5 et modèle B, figure 5.8). Dans la section 3.5.7 j'ai mis en évidence, à partir d'un test sur un modèle synthétique, deux zones selon la valeur d'angle de diffraction maximale (éclairage) : (1) si $0^\circ < \theta < 120^\circ$ l'amplitude du post-traitement est bien estimée, (2) si $\theta > 140^\circ$, l'amplitude du post-traitement est sur-estimée. Pour le modèle A, l'angle de diffraction θ varie entre 50° et 90° comme présenté sur la carte d'éclairage dans la zone d'application du post-traitement (figure 5.20). La carte d'éclairage pour le modèle B (figure 5.21) illustre relativement bien la diminution de l'angle de diffraction, prédite par la théorie des rais dans une zone d'inversion de vitesse. Dans le chenal de subduction les valeurs de l'angle de diffraction peuvent descendre jusqu'à 45° . Au contraire, dans la croûte océanique et la base du socle, l'angle de diffraction atteint 110° . Les vitesses étant plutôt sous-estimées dans la zone d'application du post-traitement, les valeurs obtenues doivent être interprétées comme des limites inférieures.

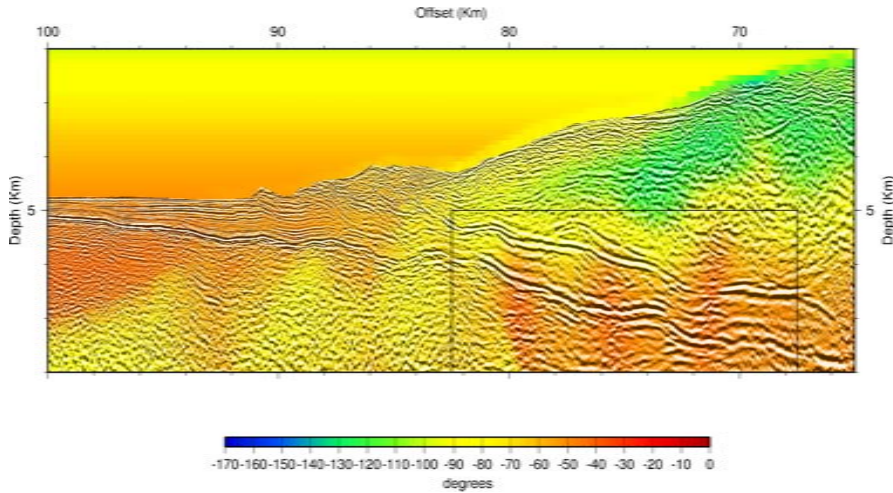


FIG. 5.20 – Carte des angles de diffraction (θ) maximale, calculés par tracé des rais dans le modèle A. Le cadre indique la zone d'application du post-traitement

Paramétrisation. La procédure de post-traitement est implementée pour modéliser chacune des traces migrées indépendamment. Le modèle considéré a une longueur totale de $X = 15 \text{ km}$. Pour construire une image 2D de la zone d'étude, on a réalisé le post-traitement sur 60 traces migrées espacées de 250 m. Les traces sont échantillonnées à un pas vertical (Δz) de 12.5 m. Le tableau 5.2 présente la résolution verticale ($\lambda/4$) dans la zone d'application du post-traitement, calculée sur les deux modèles de vitesse (modèle A, figure 5.5 itération 3 et modèle B, figure 5.8) et du contenu fréquentiel du signal source (entre 13 et 18 Hz, figure 3.29). L'épaisseur des couches varie entre $z_{min} = 25 \text{ m}$ et $z_{max} = 312 \text{ m}$. La valeur minimale z_{min} est proche de l'épaisseur du décollement déterminée dans des études précédentes (voir introduction §5.1). Ces valeurs conduisent à un nombre de couches variant entre $n_{max} = 120$ et $n_{min} = 10$. La perturbation de vitesse maximale,

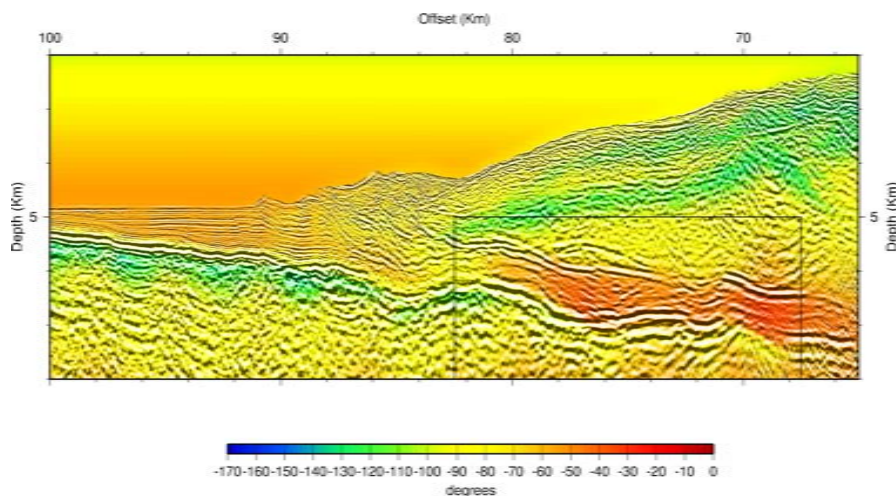


FIG. 5.21 – Carte des angles de diffraction (θ) maximale, calculés par tracé des rais dans le modèle B. Le cadre indique la zone d'application du post-traitement

$\delta v_{max} = 500$ m/s, a été estimée comme trois fois la valeur maximale de l'amplitude sur l'image calibrée dans la zone d'application.

Unité	v_P (km/s)	f(Hz)	$\lambda/4$ (m)
Base du socle	~ 3.5	13	68
		18	49
Chenal de subduction	~ 2.5	13	48
		18	35
Toit de la croûte océanique	~ 4.5	13	87
		13	62

TAB. 5.2 – Résolution verticale estimée dans la zone de post-traitement

Problème direct. L'ondelette source utilisée a été estimée par inversion linéaire de l'onde directe sur les données du profil SIS-72 (cf. section §3.5.2, figure 3.28). Cette ondelette de 0.512 s est échantillonnée à 4 ms, et son spectre présente deux maxima à 9 et 15 Hz (figure 3.29 en rouge).

Refroidissement. On a mentionné dans la section 3.5.7 que les deux paramètres cruciaux dans la définition du recuit simulé sont la température initiale, T_0 , et la constante de la fonction exponentielle c_i . Pour estimer ces paramètres, j'ai effectué des tests initiaux prenant en compte le rapport entre modèles acceptés et rejetés et l'erreur finale du modèle optimal. Les valeurs estimées, $T_0 = 0.01$ et $c_i = 0.0001$, nous ont permis de converger avec le même nombre des modèles acceptés et rejetés, avec $\sim 2 \times 10^5$ modèles explorés.

Inversion et estimation de l'incertitude. J'ai adopté la technique de recuit simulé multiple (cf. 3.5.6), plus adaptée aux moyens de calcul disponibles. 20 exécutions indépendantes de l'algorithme de recuit simulé ont été effectuées, chacune avec un modèle de départ différent, généré aléatoirement. À partir de la densité de probabilité *à posteriori* (estimé via une matrice de fréquence des visites pondérée), on a calculé des estimateurs

statistiques centrales (moyenne) et des estimateurs de dispersion (écart-type).

Moyens de calcul. J'ai réalisé le calcul sur le cluster de PC Linux de Geosciences Azur, équipé de nœuds munis de biprocesseurs de 2.8 GHz et 4Go de mémoire RAM. Pour chacune des 60 traces, on a exploré $20 \times 2 \times 10^5$ modèles, ce qui a représenté environ une demi-heure de calcul par trace.

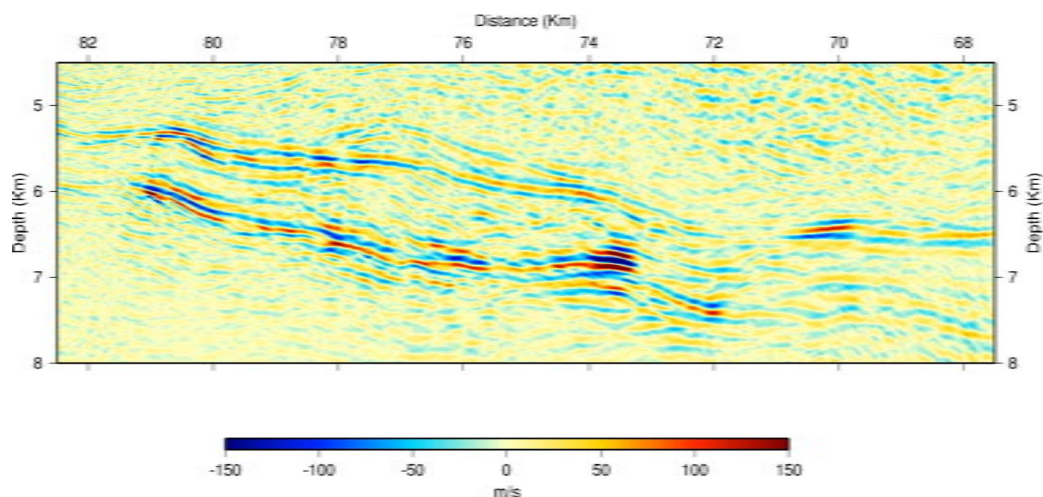


FIG. 5.22 – Image migrée calibrée (avec le modèle A) de la zone d'application du post-traitement. Le décollement présente une zone de faible amplitude entre $71 \text{ km} < x < 74 \text{ km}$. Le toit de la croûte océanique possède un maximum d'amplitude à $(x=74, z=7)$

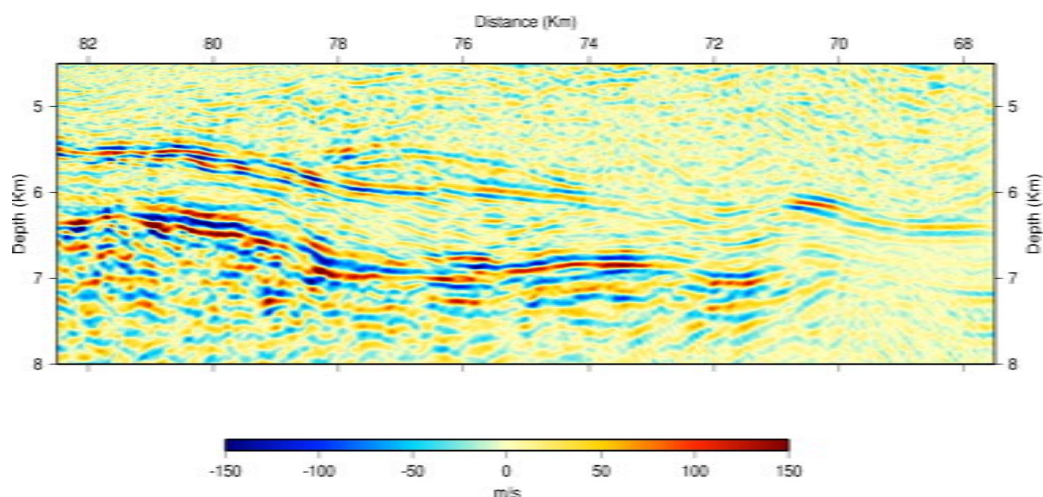


FIG. 5.23 – Image migrée calibrée (avec le modèle B) de la zone d'application du post-traitement. L'amplitude du décollement suit un comportement très similaire à l'image précédente, avec une zone de faible amplitude entre $71 \text{ km} < x < 74 \text{ km}$. Par contre, le toit de la croûte océanique présente des amplitudes fortes et continues entre $71 \text{ km} < x < 82 \text{ km}$.

5.4 Résultats

La figure 5.24 présente les résultats du post-traitement de l'image migrée à partir du modèle de vitesse corrigé par la méthode de Al-Yahya (modèle A, 5.5 itération 3). Chacune des traces de la figure 5.24 (en haut), représente la moyenne de la densité de probabilité à *posteriori* de la variable δv (perturbation de vitesse par rapport au modèle de vitesse de référence). Comme détaillée dans la section §3.5.6, on considère cette moyenne, qu'on a dénommé modèle impulsif optimal, comme la solution la plus vraisemblable au problème inverse. Comme on pouvait s'y attendre, il y a une correspondance étroite entre les amplitudes maximales du modèle impulsif optimal et les amplitudes maximales de l'image migrée calibrée. Cependant, les amplitudes du modèle impulsif optimal sont ~ 2 -3 fois plus grandes que les amplitudes des traces migrées calibrées (comparer les figures 5.22 et 5.23). Le décollement et le toit de la croûte océanique représentent des fortes perturbations de vitesse. Le toit de la croûte océanique présente presque partout une perturbation positive, à l'exception du fort réflecteur situé à $x=74$ km. Par contre au niveau du décollement se succèdent des segments à perturbations positives et négatives.

Sur la figure 5.24 (centre) sont aussi représentés le modèle impulsif optimal (ligne noire) et son écart-type (en bleu). Toutefois, il faut bien avoir présent à l'esprit que cet écart-type indique l'erreur associée uniquement au problème inverse, sans prendre en compte les erreurs en amplitude associées au modèle de vitesse (voir pour ce volet la section 5.2.2) ou à l'approximation unidimensionnelle (cf. 3.5.7). L'écart-type suit la forme du modèle impulsif optimal, et on peut constater que la plupart des caractéristiques principales du modèle sont bien contraintes dans l'inversion. Une carte en 2D de l'écart-type est présentée sur la figure 5.24 (en bas). On observe que l'écart-type dépend de l'amplitude de la perturbation, il n'est donc pas surprenant que le maximum de l'écart soit situé dans la zone d'amplitude maximale.

Pour le modèle B (figure 5.25), le décollement et le toit de la croûte océanique sont aussi facilement identifiables. La présence des fortes amplitudes dans la croûte océanique (figure 5.23) génère de forts artefacts (bandes verticales) dans la partie basse du modèle impulsif optimal. Comme pour le modèle A, les amplitudes du modèle impulsif optimal sont ~ 2 -3 fois plus grandes que les amplitudes des traces migrées calibrées (voir figure 5.23). Le long du décollement, les polarités des perturbations sont variables, mais les tendances sont similaires à celles du modèle A. Pour le toit de la croûte océanique, les différences sont plus marquées.

Comme mentionné précédemment pour le toit de la croûte océanique (section 5.4), il y a une différence notable entre les modèles impulsifs optimaux provenant des deux modèles de vitesse. Pour le modèle de vitesse A, la perturbation de vitesse est pratiquement partout positive, avec des valeurs de la perturbation δv comprise entre +150 et +200 m/s. Au contraire, pour le modèle B, la perturbation au toit de la croûte océanique est très variable avec une alternance de zones positives et négatives tous les ~ 400 m. La seule caractéristique commune aux deux modèles est une zone de forte réflectivité située à $x=74$ -75 km, qui est même le maximum d'amplitude sur l'image migrée calibrée obtenue à partir du modèle de vitesse A (figure 5.5). Sur les deux modèles impulsifs optimaux, cette zone est marquée par une forte perturbation négative $\delta v \sim -200$ m/s, qui coïncide

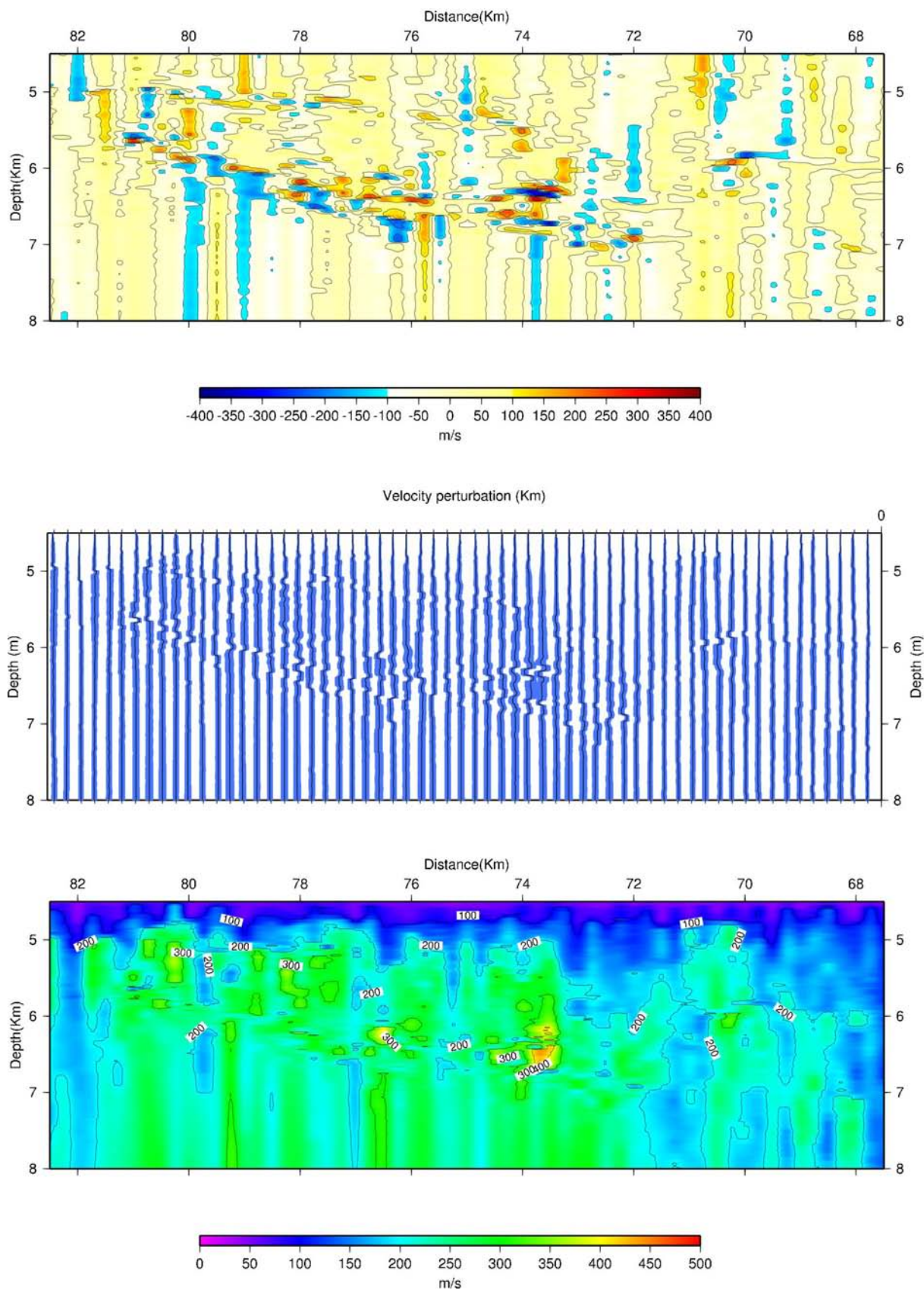


FIG. 5.24 – (*En haut*) modèle impulsionnel optimal (moyenne de la densité de probabilité à posteriori) pour le modèle A. (*Au centre*) modèle impulsionnel optimal (noir) et écart-type (zone en bleu). (*En bas*) Carte de l'écart-type.

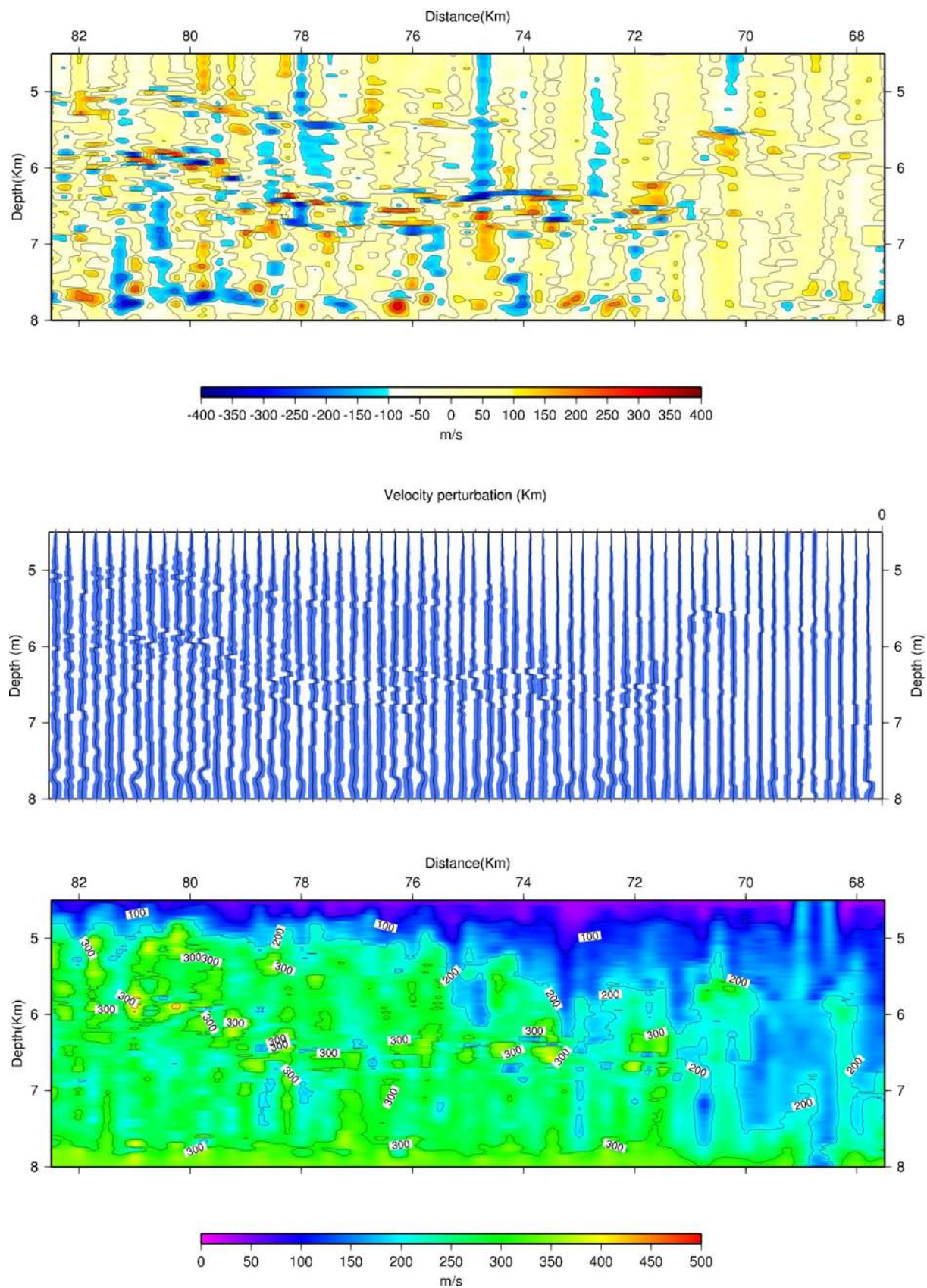


FIG. 5.25 – (*En haut*) modèle impulsionnel optimal pour le modèle B. (*Au centre*) modèle impulsionnel optimal (noir) et écart-type (zone en bleu). (*En bas*) Carte de l'écart-type.

avec une discontinuité (faille) au toit de la croûte océanique.

La forte polarité positive observée sur le modèle impulsionnel optimal A entre $x=75$ et 81 km n'est plus visible sur le modèle impulsionnel optimal B. Si on observe la carte de distribution de l'écart-type, le toit de la croûte océanique sur le modèle B présente une incertitude plus grande (~ 350 m/s) que sur le modèle A (~ 250 m/s). Les différences dans la forme de l'ondelette au toit de la croûte océanique sont déjà visibles sur les images migrées calibrées (figure 5.23 et 5.22), ce qui peut expliquer la discordance dans le résultat de l'inversion. Les traces synthétiques générées à partir du modèle optimal de perturbation de vitesse (partie haute des figures 5.24 et 5.25) pour les modèles A et B sont présentées sur les figures 5.26 et 5.28. En général, les traces migrées sont bien modélisées. Une des caractéristiques les plus remarquables dans les deux modèles impulsionnels optimaux est un décalage (~ -400 m) dans la profondeur des réflecteurs par rapport aux images migrées. Ceci est un effet bien connu dans le traitement du signal provenant d'une source à phase mixte (voir [Yilmaz, 2001]), dont le maximum de l'amplitude est placé à ~ 110 ms. Dans les algorithmes de déconvolution de type filtre de Wiener il est indispensable d'avoir une ondelette source à phase minimale pour la stabilité de la solution.

Dans ce cas il faut d'abord transformer la donnée à phase minimale (via une estimation de l'ondelette source) avant de faire les autres procédures de la chaîne de traitement. Un des avantages, déjà mentionné, des méthodes d'optimisation globale, est qu'on peut s'affranchir de cette restriction, puisque l'inversion corrige l'effet de la phase mixte.

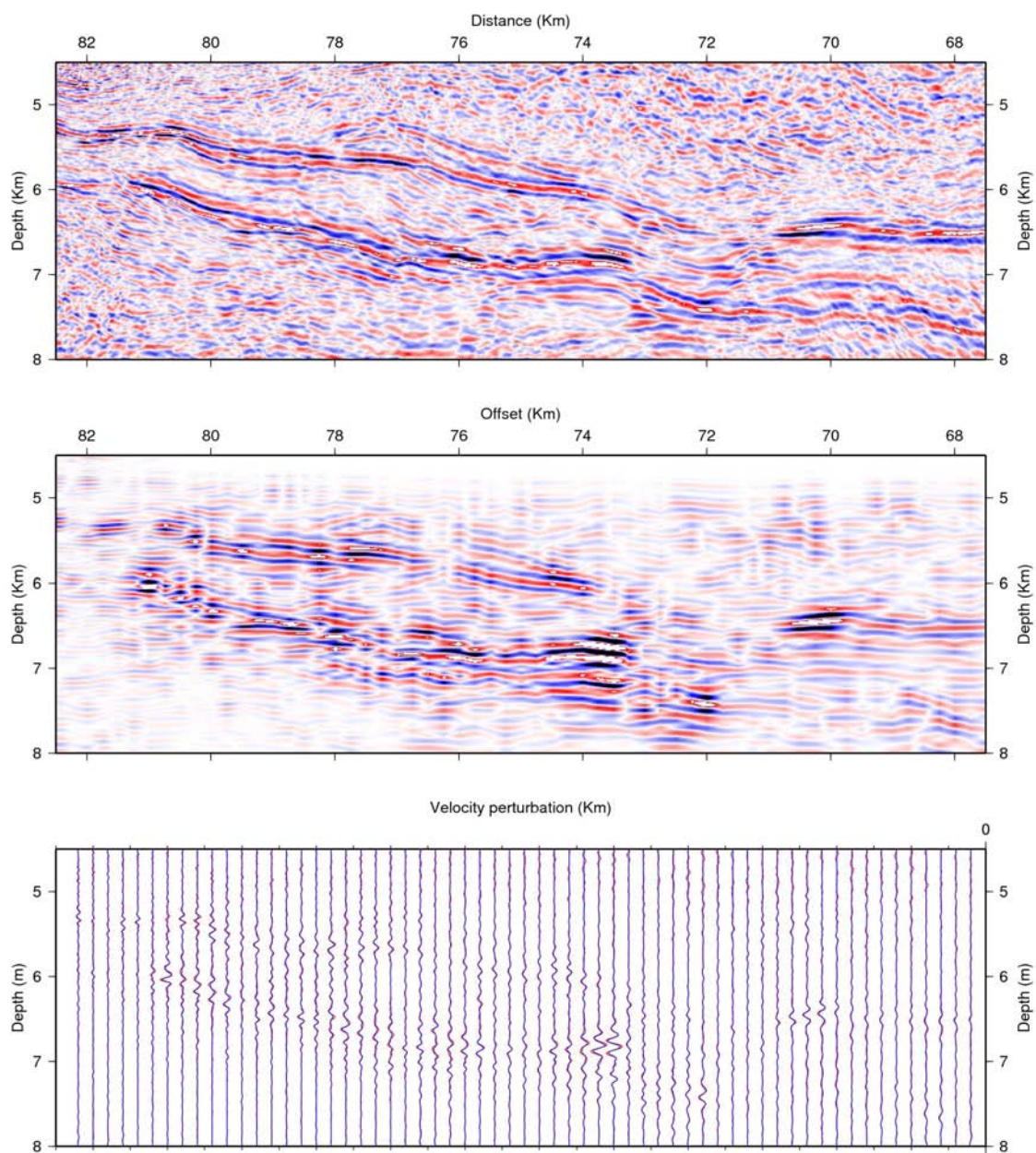


FIG. 5.26 – (*En haut*) Zone d'application du post-traitement dans l'image migrée à partir du modèle A. Les amplitudes sur l'image présentée ont été égalisées. (*Au centre*) Traces synthétiques générées à partir du modèle impulsional optimal. (*En bas*) Superposition des traces migrées (bleu) et des traces synthétiques (rouge).

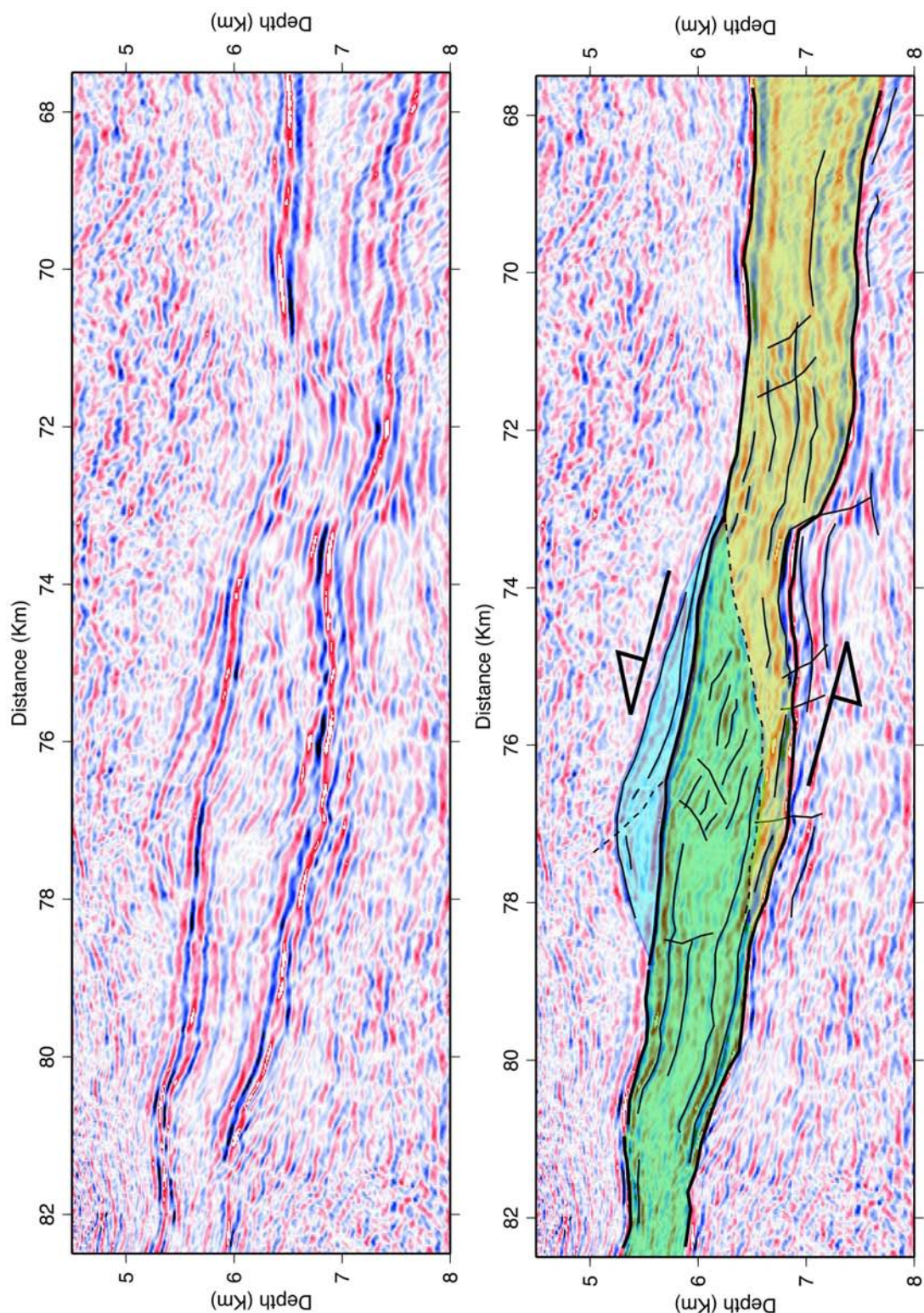


FIG. 5.27 – (*En haut*) . Zone d'application du post-traitement dans l'image migrée à partir du modèle A. (*En bas*) Interpretation structural de l'image migrée. En bleu est représentée une structure lenticulaire. Un réflecteur oblique (en pointillé) divise le chenal de subduction en deux unités (Unité 1 en vert et unité 2 en jaune). Des réflecteurs déformés de faible amplitude vient finir contre le réflecteur oblique. A droite de ce réflecteur les amplitudes sont très faibles.

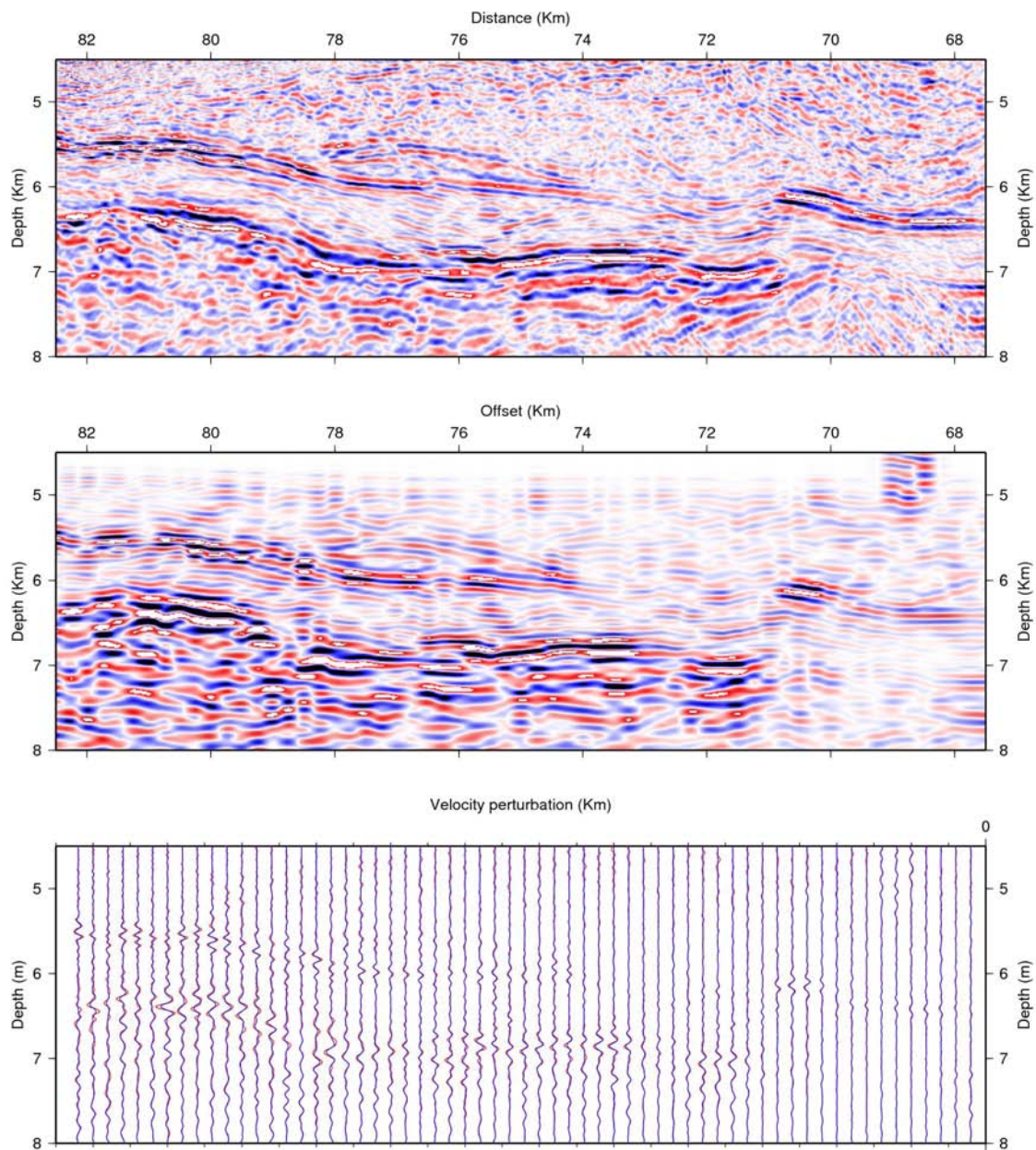


FIG. 5.28 – (*En haut*) Zone d'application du post-traitement dans l'image migrée à partir du modèle B. (*Au centre*) Traces synthétiques générées à partir du modèle impulsif optimal. (*En bas*) Superposition des traces migrées (bleu) et des traces synthétiques (rouge).

5.5 Discussion

5.5.1 Modèle pour le décollement interplaque

La signature du décollement sur l'image migrée calibrée varie de manière importante avec la distance horizontale. Cela nous a conduit à diviser la région d'étude en quatre zones : zone 1, localisée entre $x=82$ et 76 km ; zone 2, localisée entre $x=76$ et 73 km et zone 3, localisée entre $x=71$ et 69.5 km. Entre $x=71$ et 73 km, se situe une zone où le décollement présente une très faible amplitude (figures 5.29 et 5.30).

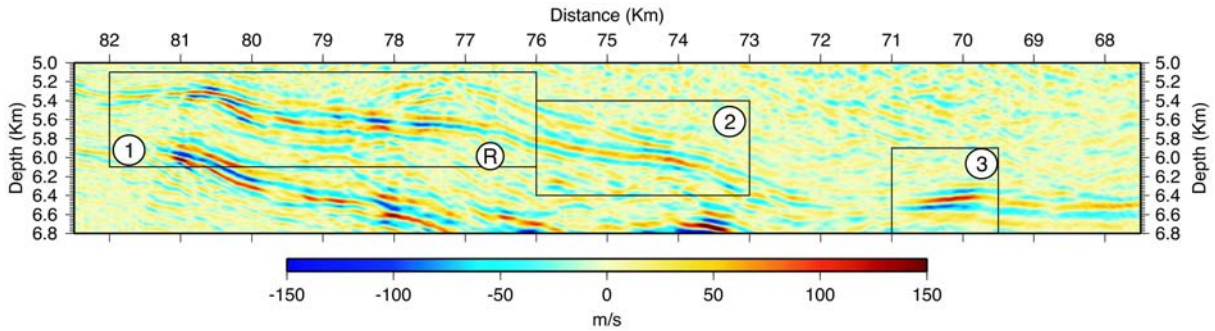


FIG. 5.29 – Agrandissement de l'image migrée calibrée obtenue en utilisant le modèle A, dans la zone du décollement interplaque. La signature du réflecteur associé au décollement (toit du chenal de subduction) nous a conduit à distinguer ses caractéristiques en trois zones (cadres numérotés). Le point R indique l'endroit où la polarité du décollement change.

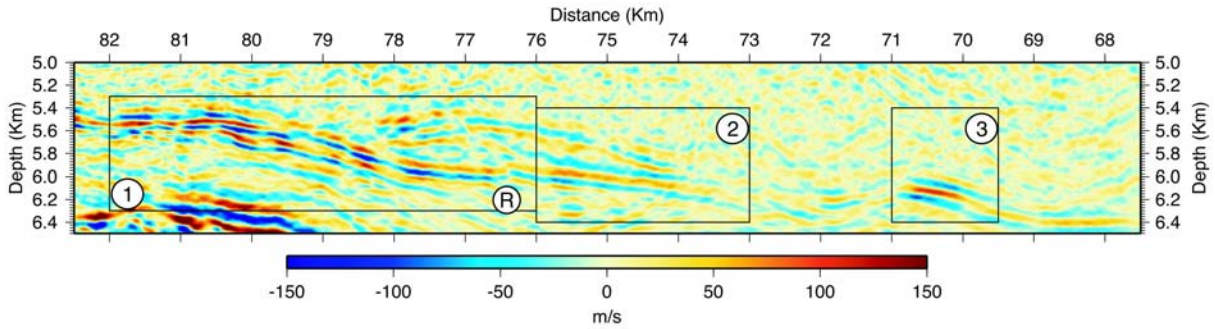


FIG. 5.30 – Agrandissement de l'image migrée calibrée obtenue en utilisant le modèle B, dans la zone du décollement interplaque.

Il est remarquable de constater que les résultats du post-traitement pour les deux modèles de vitesse fournissent des caractéristiques similaires. Dans la zone 1 (figure 5.31) le modèle impulsionnel optimal du décollement interplaque est presque partout caractérisé par une anomalie de vitesse négative délimitée au toit et à la base par des perturbations de vitesse symétriques. L'exception est la région autour de $x=79.5$ où seule la perturbation de vitesse positive à la base du décollement est visible (indiquée par les triangles rouges vides). L'épaisseur estimée du décollement interplaque diminue avec l'offset (c'est-à-dire

en direction de la fosse), de ~ 70 m à la distance de $x=77$ km à ~ 40 m à la distance de $x=82$ km. La magnitude de l'anomalie de vitesse au niveau du décollement oscille entre $-10 < \delta v < -130$ m/s, avec une moyenne $\bar{\delta v} \sim -80$ m/s.

La zone 1 et la zone 2 sont séparées par le point R (figure 5.29 et 5.30) qui marque un changement majeur dans la signature du réflecteur. Sur les deux images migrées, le réflecteur associé au décollement à gauche du point R est composé de trois oscillations, du haut vers le bas : positive-négative-positive (rouge-bleu-rouge). À droite du point R, l'oscillation positive inférieure disparaît, et sur l'image migrée obtenue avec le modèle de vitesse B (figure 5.30) les polarités sont décalées.

Le modèle impulsionnel optimal du décollement interplaque entre $x=74-76$ km (zone 2) est asymétrique, présentant, à sa base, une perturbation positive plus grande ($\delta v \sim +120$ m/s) que l'anomalie négative au toit ($\delta v \sim -40$ m/s). Dans cette zone l'estimation de l'épaisseur du décollement interplaque s'avère moins évidente, mais on considère une valeur de ~ 80 m comme vraisemblable. La zone 3 présente elle aussi un modèle impulsionnel du décollement interplaque asymétrique, avec une perturbation positive à la base ($\delta v \sim +180$ m/s), plus grande que la perturbation négative au toit ($\delta v \sim -60$ m/s). Dans cette zone le décollement est épais de ~ 70 m.

Ces observations sont synthétisées sur la figure 5.34 où sont représentées en trois couleurs les caractéristiques de l'anomalie de vitesse au toit du niveau du décollement : en bleu clair si la perturbation est faiblement négative ($\delta v_{\text{toit}} > -100$ m/s), en bleu foncé si elle est fortement négative ($\delta v_{\text{toit}} < -100$ m/s) et en rouge si elle est proche de zéro. Dans ce dernier cas, il y a souvent une perturbation positive à la *base* du décollement.

Sur la figure 5.34 deux zones autour du décollement sont aussi marquées en grisée : (1) une structure limitée par un réflecteur de forme lenticulaire au dessus du décollement. Cette structure contrôle probablement les amplitudes et les valeurs de la perturbation du décollement dans le modèle impulsionnel (figure 5.34). Par exemple, à l'Est de $x=73.5$ km, où le réflecteur lenticulaire rejoint le décollement, l'amplitude de ce dernière se réduit drastiquement. [Calahorrano, 2005] a suggéré que cette zone lenticulaire pourrait être constituée de matériaux sous-plaqués à la base de la marge. Si cette hypothèse est vraie les matériaux qui constituent cette lentille auraient une composition similaire aux matériaux du chenal de subduction. (2) une zone (nommée zone P sur la figure) en dessous du décollement, à forte réflectivité, où sont présents des réflecteurs parallèles au décollement ($x=77-82$ km). Dans le modèle impulsionnel optimal (figure 5.31) cette zone est caractérisée par la présence de perturbations négatives de magnitude semblables au décollement. Cette zone est probablement constituée de l'alternance de bancs à lithologie variable qui forment le chenal de subduction.

Une observation intéressante est que presque tous les maxima de l'amplitude sur l'image calibrée sont situés au niveau des bombements des structures (pour le décollement à $x=80$ et $x=70$ km, pour le réflecteur lenticulaire à $x=78$ km). Cela pourrait être un effet de l'acquisition SMT, mais en général la SMT a tendance à avoir plutôt des amplitudes fortes là où un réflecteur présente une concavité. On peut proposer que les fortes amplitudes pourraient être générées dans des zones d'accumulation des fluides. De plus, les zones "rouges" sont situées près des bombements. Les études de sismique 3D sur le prisme de la Barbade [Shibley et al., 1994a, Bangs et al., 1996, Bangs et al., 1999] ont

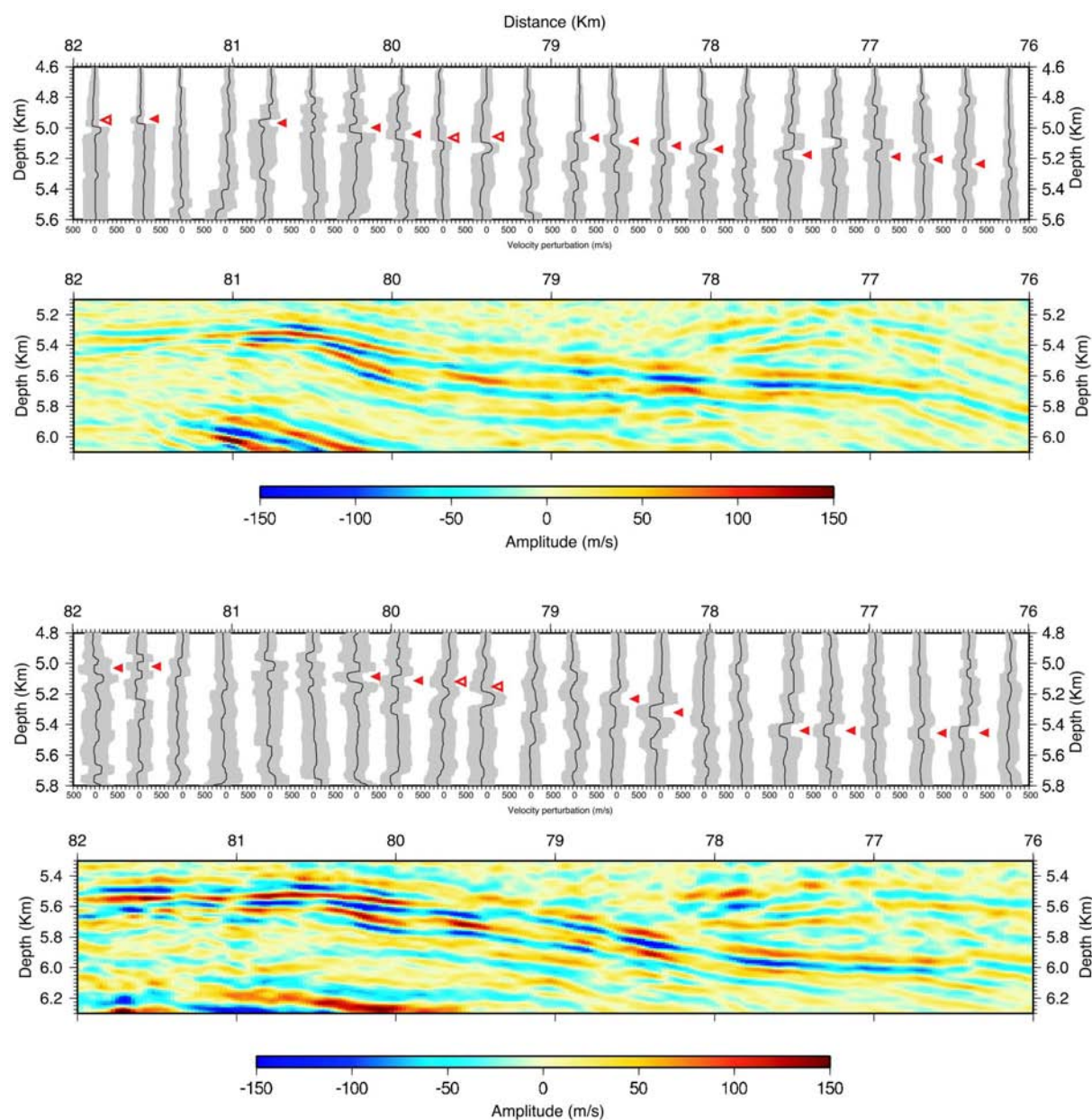


FIG. 5.31 – Zone 1. (*En haut*) Modèle impulsionnel optimal et image migrée à partir du modèle de vitesse de référence A. (*En bas*) Modèle impulsionnel optimal et image migrée à partir du modèle de vitesse de référence B. La zone grisée représente la zone limitée par l'écart-type. Les amplitudes des image migrées ont été calibrées. La position du décollement est signalée par des triangles. Les triangles rouges remplis indiquent que le décollement est marqué par une anomalie négative au toit et une anomalie positive à la base. Les triangles rouges vides, indiquent que le décollement est marqué principalement par l'anomalie positive à sa base. Noter le décalage en profondeur entre le modèle impulsionnel optimal et l'image migrée, effet d'une source qui n'est pas à phase minimale.

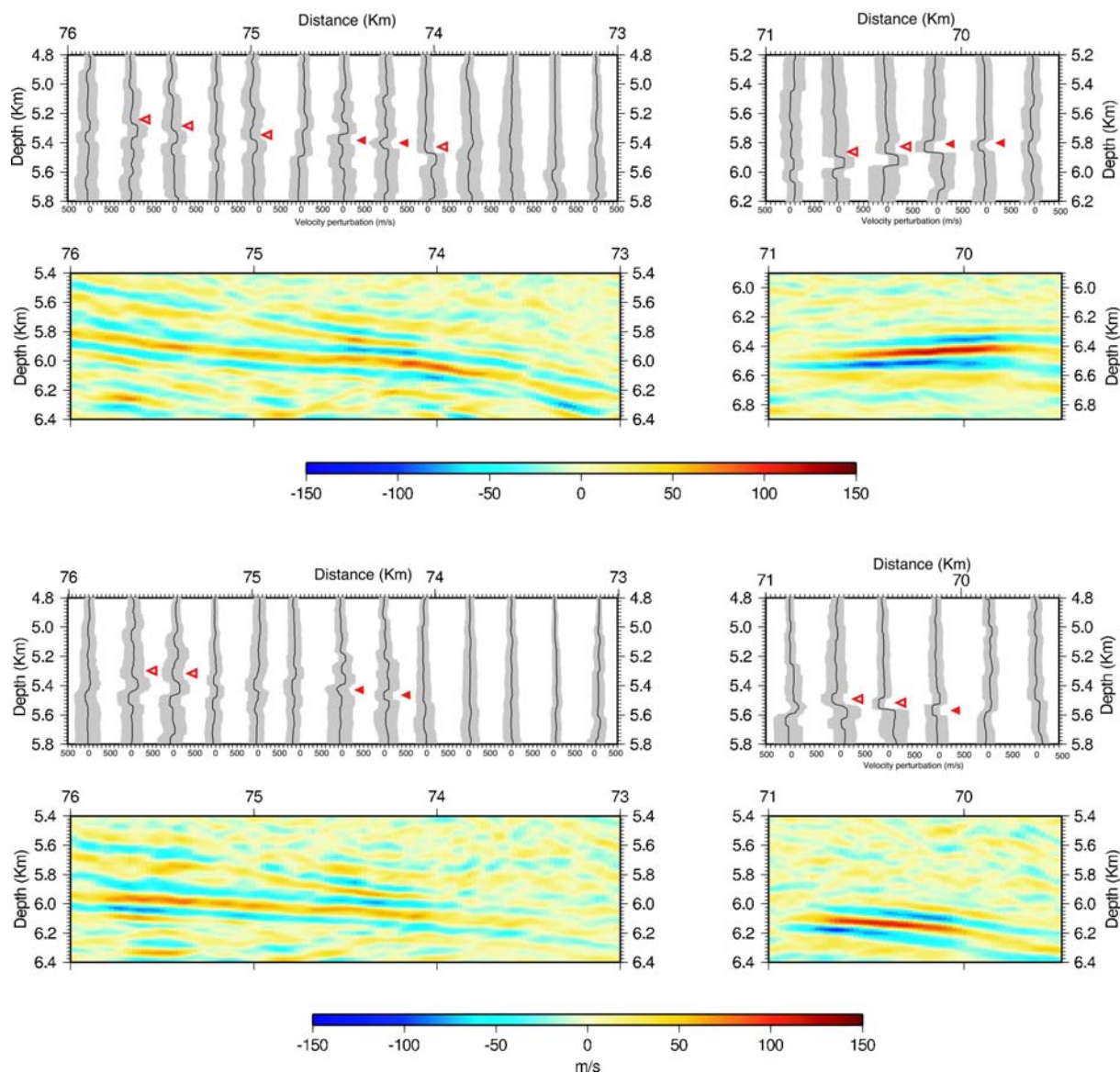


FIG. 5.32 – Zone 2 et 3. (*En haut*) Modèle impulsif optimal et image migrée obtenue à partir du modèle de vitesse de référence A. (*En bas*) Modèle impulsif optimal et image migrée effectuée avec le modèle de vitesse de référence B. La zone grisée représente la zone limitée par l'écart-type. La position du décollement est signalé quand il est délimité par une anomalie au toit et à la base (triangles rouges remplis) ou par une seule anomalie à sa base (triangles rouges vides).

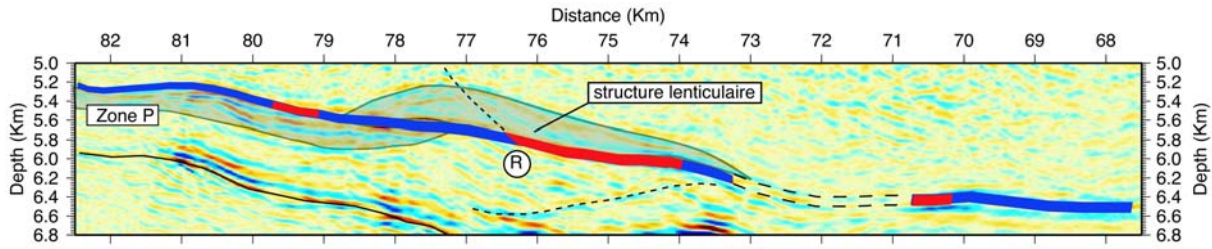


FIG. 5.33 – Schéma interprétatif du modèle impulsif optimal pour le décollement. Les couleurs dans le décollement visualisent les segments ayant des caractéristiques différentes : une perturbation négative au niveau du décollement limitée par une réduction des vitesses à son toit et une augmentation à sa base (bleu foncé), une perturbation positive dominante à la base du décollement (rouge). Dans la zone en pointillé les amplitudes du décollement sont très faibles.

montré que le décollement peut présenter des zones à polarité positive. Selon ces auteurs, les zones à forte polarité négative sont riches en fluides, tandis que les zones à polarité positive sont dépourvues de fluides. A la Barbade ces deux zones sont séparées par des discontinuités très localisées, qui ont été interprétées comme des failles enracinées au niveau du décollement qui isoleraient hydrogéologiquement les zones à polarité positive [Shipley et al., 1994a, Shipley et al., 1994b]. Cette interprétation est possible pour la discontinuité observée au point R de notre profil (figures 5.29 et 5.30) où l'on observe sur l'image migrée un décalage des réflecteurs au dessus du décollement. Une autre hypothèse, qui n'implique pas nécessairement des accidents structuraux peut être évoquée pour expliquer les zones rouges de la figure 5.34 : si des fluides s'échappent à proximité de ces zones, la variation des propriétés physiques entre les matériaux au-dessus et dans le décollement, seraient très faibles.

Si on accepte cette hypothèse on peut proposer une histoire pour cette région. Le réflecteur lenticulaire serait un ancien décollement qui, comme le montrent ses amplitudes, constitue encore une zone d'accumulation des fluides. Cette structure lenticulaire s'est asséchée graduellement, et le décollement a migré vers le niveau actuel, à la base de la structure lenticulaire. Dans la zone P des réflecteurs parallèles au décollement pourraient entamer un processus de migration du décollement. Pour cette zone les amplitudes et les perturbations du modèle optimal suggèrent que les fluides occupent une zone large du chenal de subduction, où existent des "décollements alternatifs". Si à l'avenir la zone P est drainée, le décollement pourrait se déplacer à sa base.

5.5.2 Modèle de vitesse total

Le modèle de vitesse total est la somme du modèle de vitesse de référence et des perturbations de vitesse $v = v_0 + \delta v$. Le cas synthétique (Chapitre 3) a illustré que, après avoir ajouté les composantes de haute fréquence spatiale (les perturbations) au modèle de vitesse de référence, on ne peut récupérer les vraies valeurs des amplitudes de vitesse. La vitesse totale peut être utilisée pour estimer d'autres paramètres physiques à l'aide de relations empiriques. Par exemple, il existe une relation empirique très usuelle, qui relie

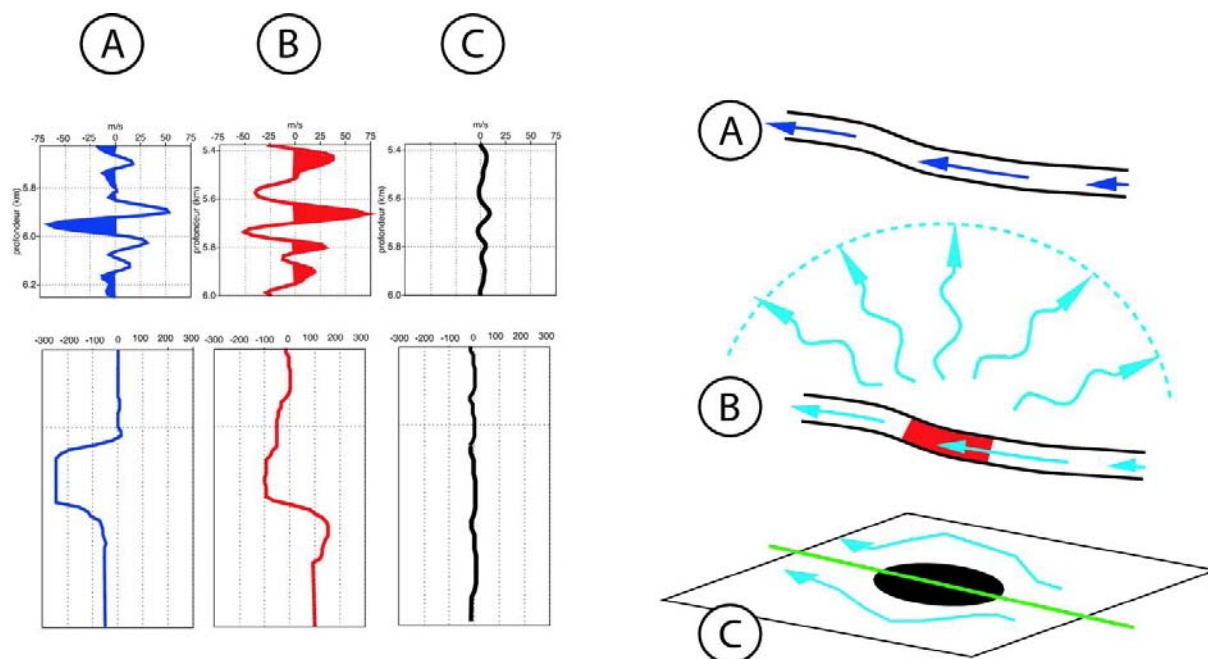


FIG. 5.34 – Schéma interprétatif des résultats pour le modèle impulsif optimal du décollement. *A gauche* (A) Les segments où le décollement correspond à une perturbation négative (bleu foncé) sont caractérisés par une ondelette à amplitude négative dominante dans l'image migrée. (B) Les segments où une perturbation positive à la base du décollement est dominante (rouge) correspondent à une ondelette du décollement de amplitude positive (polarité inverse au cas A). (C) la zone en pointillé les amplitudes du décollement sont très faibles. *A droite* (A) Les segments bleus pourraient être interprétés comme zones de chenalisation des fluides où le décollement est limité à son toit et sa base par des barrières de perméabilité, favorisant des phénomènes de surpression des fluides. (B) Les segments rouges sont caractérisés par un faible contraste de vitesse entre les matériaux dans le décollement et à la base de la marge. Une explication possible est la diffusion dans ces zones des fluides, ce qui réduit les vitesses des matériaux juste au dessus du décollement. Un phénomène associé pourrait être la hydrofracturation des matériaux de la base de la marge. (C) Les segments en pointillé pourraient correspondre à des zones sèches. Le flux dans le décollement se produit en 3D, mais dans le profils sismiques 2D (ligne vert) on a qu'une coupe 1D. Des zones isolées hydrogéologiquement temporairement par des accidents structuraux, peuvent expliquer la présence des ces zones sèches. Ces zones isolées ont été identifiés dans les études sismiques 3D du décollement de la Barbade et du Nankai.[Bangs et al., 1996, Bangs et al., 2004]

la vitesse de propagation des ondes P (α) et la densité (ρ) :

$$\rho = c\alpha^m \quad (5.2)$$

[Gardner et al., 1974] ont proposé comme valeurs $c = 310$ et $m = 0.25$ avec la vitesse α exprimée en [pieds/s]. Les valeurs de la densité et de la vitesse permettent de faire une estimation du coefficient de réflexion à incidence normale ⁴. Le coefficient de réflexion ainsi estimé est présenté sur les figures 5.36 et 5.35 (au centre). L'insertion des densités relève l'effet de l'inversion de vitesse au niveau du chenal de subduction, avec un coefficient de réflexion négatif au niveau du décollement et positive au toit de la croûte océanique. Il est intéressant d'observer que sur la carte du coefficient de réflexion R_A (figure 5.36), on peut différencier des zones où la valeur de R_A à l'intérieur du décollement est positive, qui coïncident avec les zones à perturbation positive dominante à la base du décollement (en rouge sur la figure 5.34). L'incompressibilité (κ) peut être estimée aussi à partir des valeurs de vitesse et densité [Aki and Richards, 2002]. Comme on pouvait s'y attendre, le chenal de subduction est dominé par des matériaux très compressibles. Les deux modèles de vitesse totale montrent la même anomalie de vitesse négative située à $x=78$ km, où les vitesses décroît jusqu'à ~ 2.7 km/s (modèle A) et ~ 2.3 km/s (modèle B). Cette anomalie provient des perturbations négatives du modèle impulsionnel optimal correspondant.

5.6 Conclusions

1. L'étude du chenal de subduction et du niveau de décollement du profil SIS-72 sur la marge convergente équatorienne a été fait dans ce chapitre via l'exploitation des données SMT. Les données SMT ont été migrées en profondeur [Thierry et al., 1999b]. En raison des incertitudes associées à l'estimation du modèle de vitesse de référence, en particulier à la profondeur des objets géologiques étudiés ($\approx 5-7$ km), deux modèles de vitesse ont été utiles pour effectuer la migration/inversion. Le premier (modèle A) provient de l'analyse de vitesse et il a été corrigé itérativement via la méthode (section §3.3.1). Le deuxième (modèle B) avait été estimé par [Calahorrano, 2005] via la technique d'analyse de focalisation. L'analyse de l'erreur de ces modèles montre que chacun d'entre eux a des zones communes bien contraintes, et des zones localement mieux contraintes sur un modèle plutôt que sur l'autre (presque de manière complémentaire). Les différences entre les deux modèles de vitesse ont une influence sur le positionnement et sur les amplitudes des réflecteurs sismiques, comme on se l'attendait.

2. La nouvelle procédure de post-traitement, que j'ai développé, a été appliquée aux images migrées obtenues à partir des deux modèles de vitesse. Cette procédure nous a permis de cartographier les variations de vitesse à petite échelle sur une zone 2D.

3. Deux réflecteurs cibles ont été choisis : le décollement interplaque et le toit de la croûte océanique. Le modèle impulsionnel optimal calculé pour le premier montre des

⁴Pour le cas d'un angle d'incidence ψ différent de $\pi/4$, il est nécessaire d'utiliser les équations de Zoeppritz qui expriment le coefficient de réflexion et de transmission en fonction de l'angle d'incidence et des propriétés mécaniques du milieu (densité, vitesse de l'onde P et vitesse de l'onde S). Voir par exemple [Aki and Richards, 2002]

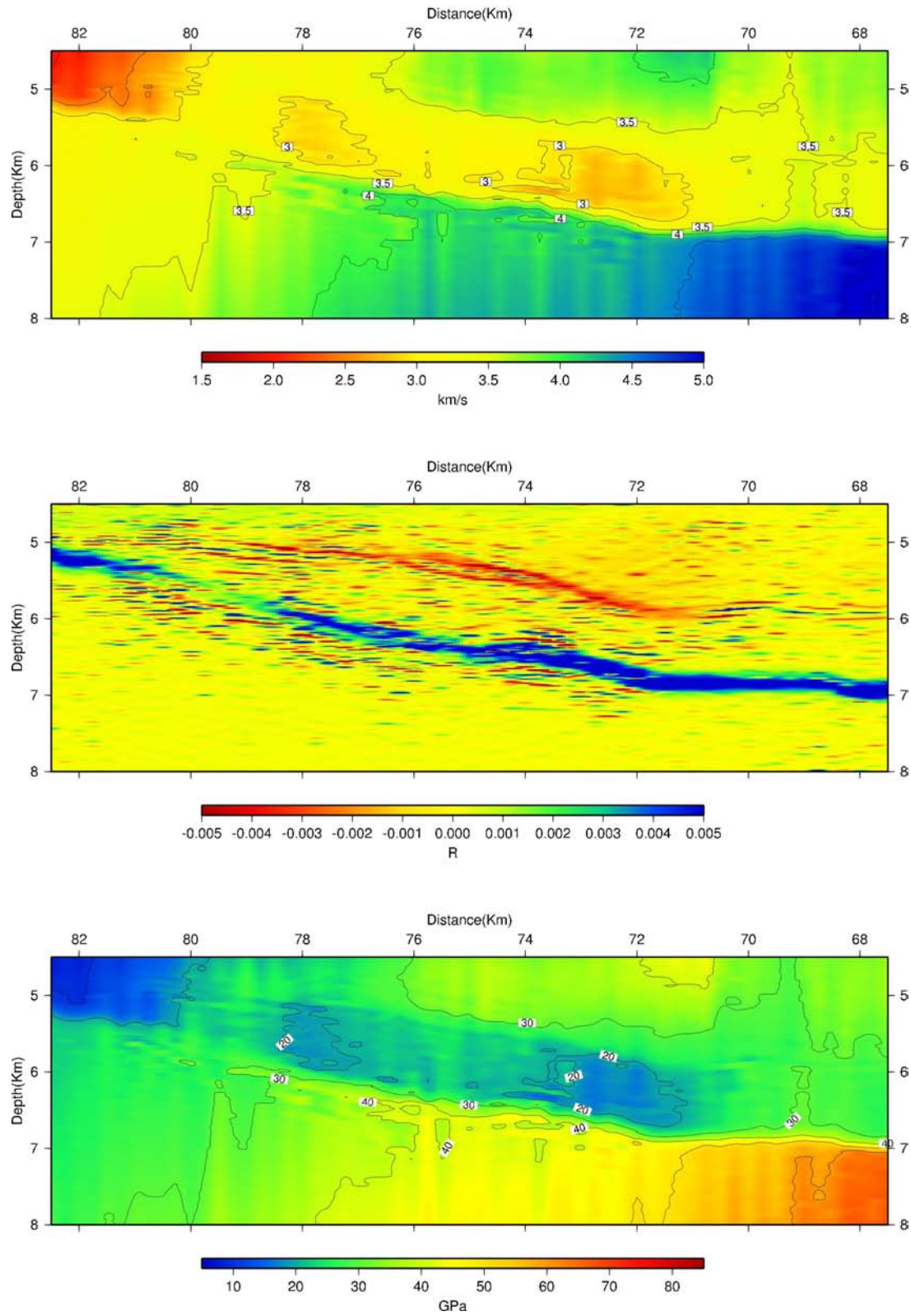


FIG. 5.35 – (*En haut*) Modèle de vitesse total A $v_A = v_{0A} + \delta v_A$. (*Au centre*) Coefficient de réflexion calculé à partir du calcul du modèle de densité ρ_A en fonction de la vitesse de propagation d'onde P. (*En bas*) Module d'incompressibilité (κ_A)

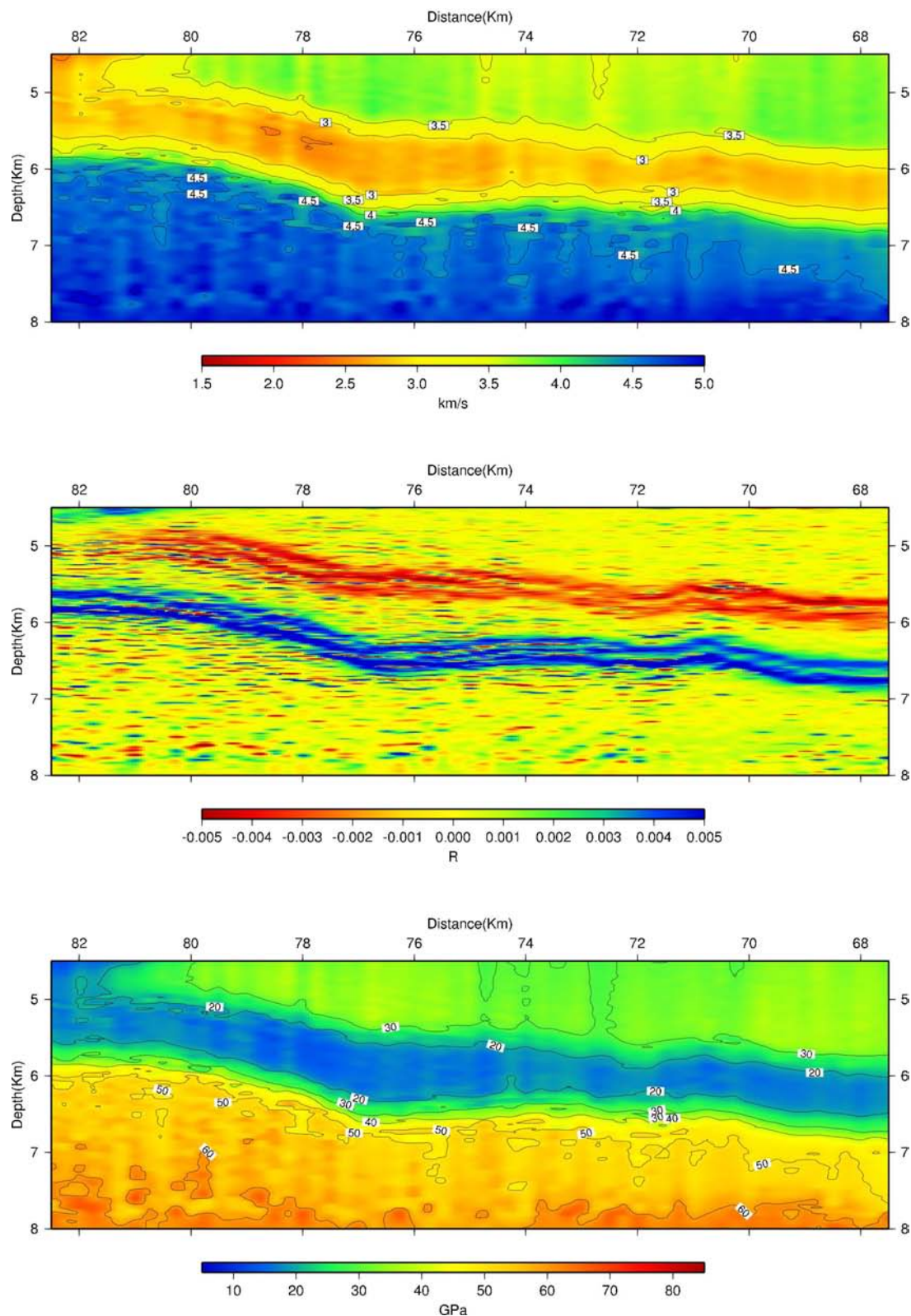


FIG. 5.36 – (*En haut*) Modèle de vitesse total B $v_B = v_{0B} + \delta v_B$. (*Au centre*) Coefficient de réflexion calculé à partir du calcul du modèle de densité ρ_B en fonction de la vitesse de propagation d'onde P. (*En bas*) Module d'incompressibilité (κ_B)

variations latérales importantes. Dans ce modèle, le décollement correspond en général à une anomalie de vitesse négative ($\delta v \sim 80$ m/s) limité au toit par une perturbation de vitesse négative et à la base par une perturbation de vitesse positive. Cependant dans quelques zones la perturbation au toit est pratiquement nulle. L'épaisseur du décollement a été estimée entre 40-70 m dans la partie océanique, et s'épaissit vers le continent. Il est important de souligner que les différences des deux modèles de vitesse de référence ont eu une influence sur la position et sur les amplitudes du modèle impulsional retrouvé par le post-traitement. Cependant, la forme et l'épaisseur de la perturbation présente des caractéristiques globalement communes pour les deux modèles : si une polarité est négative (positive) au niveau du décollement pour le modèle A, elle présente la même polarité, quand le modèle B est utilisé.

3. Le toit de la croûte océanique est caractérisé par une perturbation de vitesse positive, à l'exception d'un fort réflecteur à perturbation négative, associé probablement à une faille majeure qui recoupe la croûte océanique.

Chapitre 6

Imagerie de la structure profonde

6.1 Introduction

Dans ce chapitre on deux approches pour l'imagerie des niveaux profonds sont présentées dans le but : (1) d'obtenir un modèle de haute resolution de la zone profonde en utilisant une approche combinée qui exploite l'information véhiculée par les temps de trajet et les amplitudes(2) d'obtenir un modèle de grandes longueurs d'onde via l'utilisation de techniques qui utilisent seulement les temps de trajet, pour l'étude de la zone de rupture du séisme de 1979.

6.2 Inversion conjointe de données de sismique réflexion et réflexion/réfraction grand-angle

Les paramètres d'acquisition habituels de la sismique réflexion multitrace (SMT) ne sont pas adaptés à l'imagerie des réflecteurs profonds. Par exemple, il est évident dans l'analyse de vitesse NMO que l'incertitude de l'estimation des vitesses augmente rapidement avec la profondeur : la courbure des réflecteurs devient de plus en plus grande et plusieurs hyperboles expliquent bien les événements, il existe donc une ambiguïté sur es vitesses. De plus, il est bien connu qu'une limitation fondamentale de la SMT est qu' à partir d'une profondeur critique il n'est plus possible de séparer l'effet de la vitesse de celle de la profondeur (ambiguïté vitesse/profondeur). La profondeur critique est fonction de la longueur du dispositif d'acquisition et de la fréquence dominante de la source [O'Brien and Lerche, 1988]. [Lines, 1993, Ross, 1994] ont montré que la profondeur critique est proche de la longueur du dispositif. Si la profondeur d'un réflecteur, z , est plus petite que la longueur du dispositif d'acquisition, L , les erreurs associées à l'ambiguïté vitesse/profondeur sont proportionnelles à z . Par contre quand $z > L$ elles sont proportionnelles à z^2 . Pour la longueur de notre dispositif d'acquisition (flûte sismique de $L \sim 4.5$ km) une bonne partie du contact interplaque et de la zone sismogène ($z > 10$ km [Tichelaar and Ruff, 1993, Hyndman, 2004]), sont en dessous de la profondeur critique.

Une solution possible est d'augmenter le plus possible l'offset maximal (i.e. la lon-

gueur de la flûte). Si l'offset dépasse la distance critique, on rentre dans les domaines des réfractions et des réflexions grand-angle. Des méthodes de migration avant sommation ont été adaptées [Zelt et al., 1998, Buske, 1999] et appliquées avec succès sur des données de sismique réflexion/réfraction grand-angle ou SGA (e.g. en Californie [Lafond and Levander, 1995] ou au Nankai [Dessa et al., 2004]). Cependant, la résolution des images résultantes est limitée en raison de l'espacement des récepteurs [Zelt et al., 1998].

Pour avoir des résultats fiables sur les niveaux profonds (10 – 30km) (i.e. le contact interplaque et le Moho) et avec une résolution suffisante pour tenter d'établir une relation entre ces réflecteurs profonds et leur manifestation en surface (e.g. splay fault), il est nécessaire de combiner les données SMT et SGA ainsi que des méthodes adaptées à l'exploitation optimale des deux types de données (e.g. la tomographie en diffraction pour les données SMT et les méthodes adaptées aux dispositifs SGA). Le point commun entre les deux types des données est la construction d'un *modèle de vitesse mixte* qui va permettre d'obtenir une image *migrée* qui contient les deux informations.

6.2.1 Splay fault

Le terme de *splay fault* en anglais désigne un chevauchement hors séquence qui forme une bifurcation au niveau du contact interplaque. Si ce chevauchement est actif, il doit présenter un déplacement cosismique de type inverse durant les séismes de subduction. Un déplacement de 8 m le long d'un chevauchement activé durant le séisme d'Alaska de 1964 a été rapporté par [Plafker, 1972]. Des études paléosismologiques réalisées sur le prisme d'accrétion de Cascadia ont montré des déplacements rapides le long des chevauchements [Clarke and Carver, 1992]. Un mouvement le long d'un chevauchement penté présente une composante verticale importante. C'est pourquoi ce type de failles peut jouer un rôle important dans la génération de tsunamis [Fukao, 1979]. L'une des zones où des *splay faults* actives ont été mises en évidence est le prisme de Nankai. [Park et al., 2002] ont identifié un fort réflecteur à polarité inverse qui à 10 km de profondeur bifurque du contact interplaque et remonte vers la surface suivant une forte pente. Le site où cette faille affleure, a été étudié lors de campagnes sous-marines et correspond à un endroit où suintent des fluides au contenu organique (méthane) important (*cold seep*) [Ashi et al., 2001]. Des données 3D collectées durant la campagne KAIKO-SFJ ont permis de construire un modèle d'évolution du prisme d'accrétion du Nankai et a mis en évidence la relation entre la *splay fault* et la topographie de la plaque plongeante, des processus d'embranchement dynamiques et de partitionnement du cisaillement [Dessa et al., 2004, Lallemand et al., 2003, Martin, 2003].

6.2.2 Données utilisées

La région d'étude est la zone de rupture du séisme de 1958, à la région frontalière entre la Colombie et l'Équateur [Agudelo et al., 2004]. Dans cette zone le profil SIS44/SAL06 (figure 6.1) a été acquis d'abord grâce à une acquisition SMT pendant la campagne SISTEUR et ultérieurement, grâce à une acquisition SGA durant la campagne SALIERI (voir figure 6.19). 22 OBS de Géosciences Azur (France) et de Geomar (Kiel,

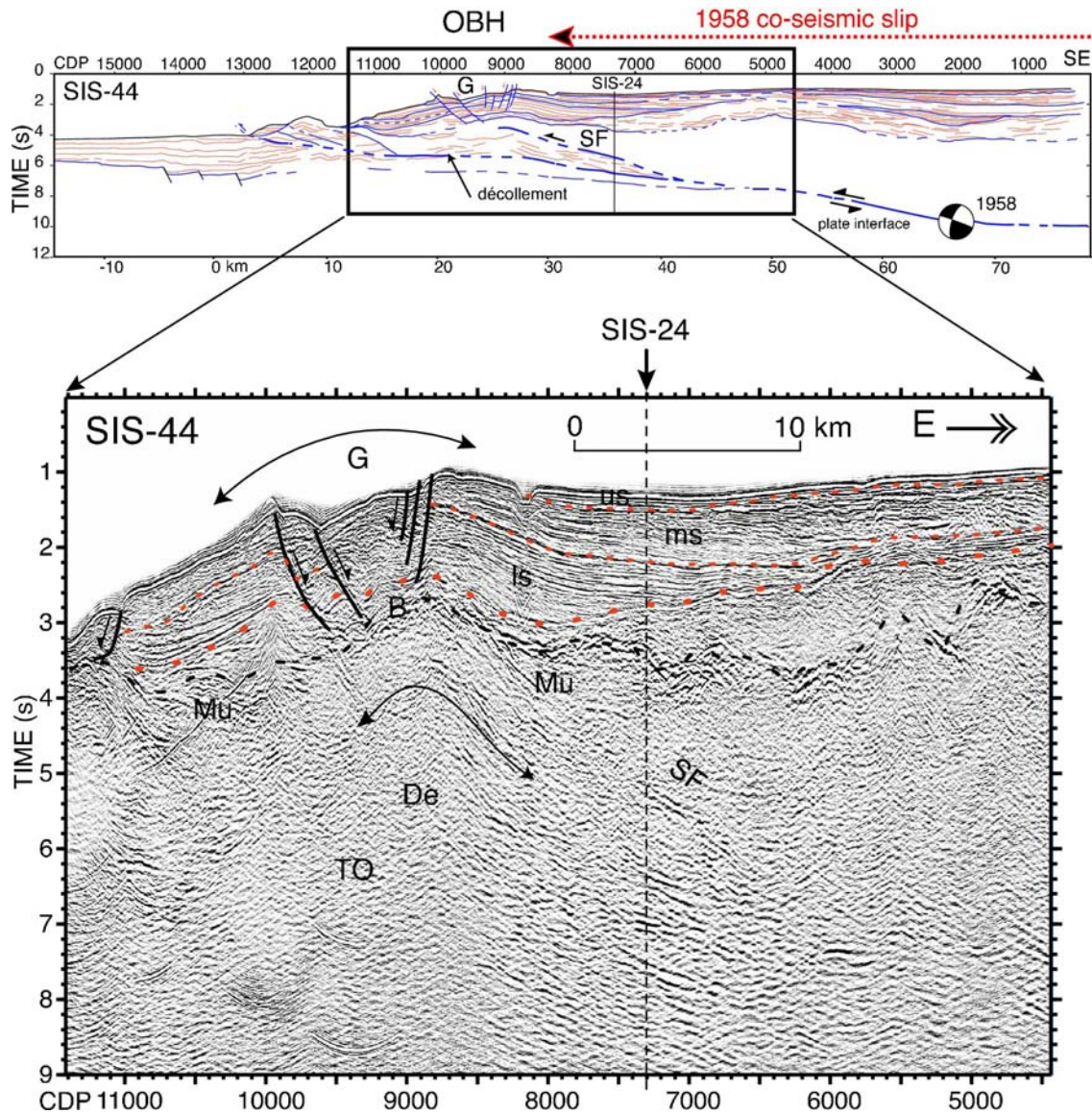


FIG. 6.1 – Le profil SIS-44 traverse le bloc OBH (voir §1.5 et figure 1.2) et le bassin d'avant-arc. (*En haut*) Interprétation du profil en temps. Le bassin ne présente pas de déformation récente à l'exception du graben (G) associé au bombement frontal de l' OBH et de la *splay fault* (SF). La limite ouest de la zone de rupture du séisme du 1958 coïncide avec le bombement frontal et avec la splay fault. (*En bas*) Zoom sur le graben (G) et la déformation du socle (B) associé à l'activité de la *splay fault* (SF). Le réflecteur interprétés comme le décollement (De) et le toit de la croûte océanique (TO) sont aussi présentés. (Mu) souligne des multiples (adaptée de [Collot et al., 2004])

Allemagne) ont été déployés avec un espacement de ~ 5 km. Pour l'imagerie de la zone profonde, le pré-traitement des données dévient fondamental, en particulier l'atténuation des multiples.

La limite ouest de la zone de rupture du séisme de 1958 est ~ 10 -15 km vers le continent par rapport aux zones de rupture adjacentes des séismes de 1942 et 1979 [Kelleher, 1972, Geller and Kanamori, 1977, Mendoza and Dewey, 1984]. Cette limite coïncide avec la bordure ouest du bloc frontal OBH (voir la figure 1.2) et avec un réflecteur penté (SF sur la figure 6.1) interprété comme une *splay fault* [Collot et al., 2004]. Cependant ce réflecteur s'avère difficile à imager : (1) il est situé dans une zone où le toit du basement est très déformé et réflectif, ce qui favorise les multiples internes. (2) La même zone présente un bombement (B dans la figure 6.1) où l'énergie est fortement atténuée. (3) Il s'agit d'un réflecteur profond (entre 5-13 km) et penté ($\psi \sim 25^\circ$), c'est-à-dire qu'il peut sortir de l'intervalle de résolution des composantes spatiales de la sismique. Par conséquent, le réflecteur SF interprété comme *splay fault* (figure 6.1) n'est clairement visible sur l'image en temps que sur un segment de 3 km.

Dans le modèle de rupture du séisme de 1958 proposé par [Collot et al., 2004] la *splay fault* joue un rôle majeur. Si la rupture s'est propagée le long de cette faille, cela pourrait expliquer que la zone de rupture ne s'étende pas jusqu'au front de déformation (voir la figure 6.2. Notamment, le risque de génération de tsunami si ce modèle est vérifié, est beaucoup plus élevé. Un premier objectif de ce chapitre est d'utiliser l'information de la SGA pour mieux imager la *splay fault*. Un deuxième objectif est d'identifier les caractéristiques des structures les plus profondes de la zone de subduction, notamment la géométrie du Moho et de la zone interplaque et d'analyser la présence d'anomalies de vitesse et leur relation avec le mécanisme de la rupture sismique.

6.2.3 Méthodologie et résultats

La procédure mise en œuvre est montrée sur la figure 6.3. Quatre types d'information sont disponibles pour chaque réflecteur (figure 6.3) : (a) Les réflexions à court offset (~ 4.5 km), dans le domaine de la SMT, qui sont la base pour l'analyse de vitesse NMO et l'analyse de vitesse durant la migration. (b) Les réflexions à incidence normale (zéro offset) qui sont représentées dans la section *stack* en temps. (c) Les réfractions, dans le domaine de la SGA et qui sont exploitées dans la tomographie des temps de premières arrivées (TTPA). (d) Les réflexions grand-angle incorporées pendant le modèle à couches ou modèle *blocky*.

1. Tomographie des temps de premières arrivées (données SGA) [Gailler, 2004]

La tomographie des temps de premières arrivées (TTPA) a été effectuée par le logiciel tomo2D [Korenaga et al., 2000]. La caractéristique la plus importante du modèle de vitesse obtenu par la TTPA est la présence d'une inversion de vitesses ($\Delta v \sim -1$ km/s) coïncidant avec la *splay fault* (figure 6.4). Cette inversion de vitesse se manifeste sur les données de SGA comme une zone d'ombre très marquée sur quelques OBS (voir figure 6.4).

2. Analyse de vitesse à partir de la migration/inversion des données SMT

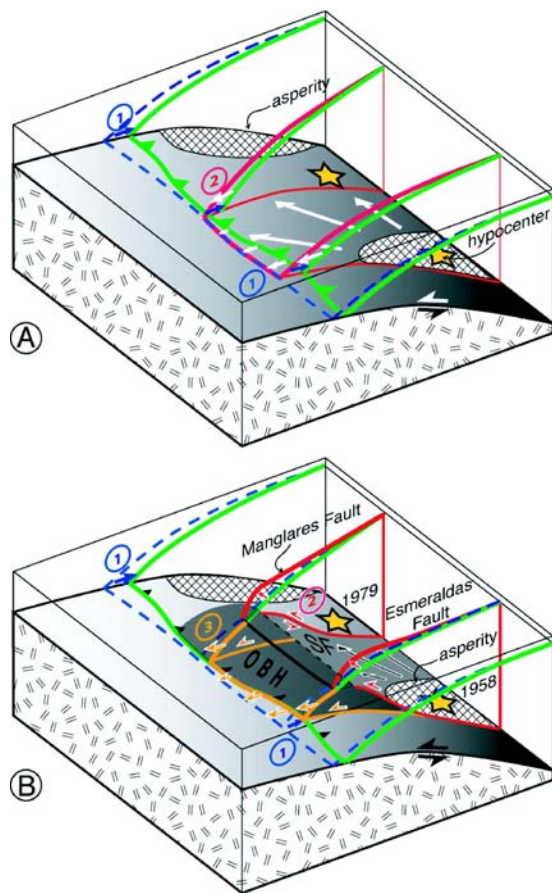


FIG. 6.2 – Séquence de rupture proposée par [Collot et al., 2004], sur une marge segmentée par des failles crustales transversales. (A) (du bleu au vert) Les trois segments accumulent de manière irrégulière de l'énergie élastique. (du vert au rouge) Le segment central est cassé et le déplacement cosismique se propage jusqu'à trouver les failles transversales. Les failles jouent le rôle de barrières, permettant au segment adjacent de la marge de rester bloqué. (B) La rupture du séisme de 1958 s'est propagée sur la *splay fault* (SF) en soulevant le fond océanique et en générant un tsunami. La propagation de la rupture a été stoppée par les failles transversales. Par conséquent, les contraintes sur le segment adjacent ont continué à augmenter jusqu'au séisme de 1979. Le bloc OBH doit subir un déplacement lent durant la période post-sismique.

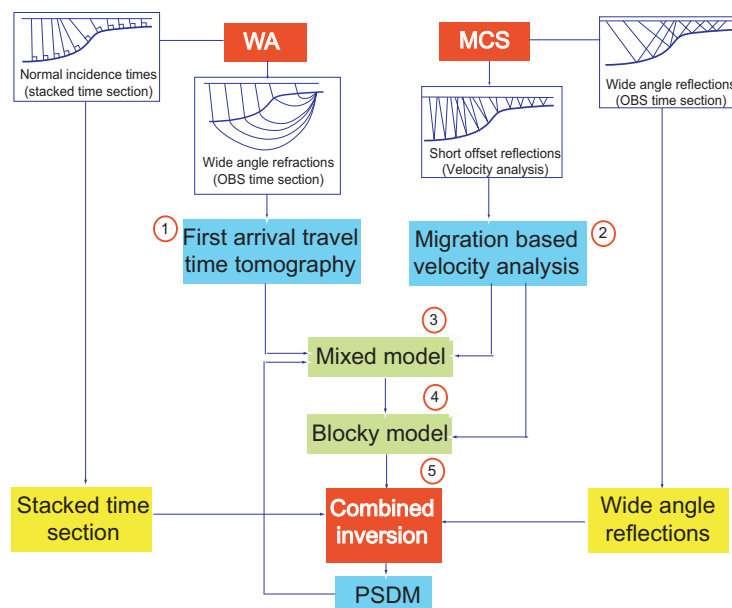


FIG. 6.3 – Procédure de traitement des données SMT et SGA pour imager la zone superficielle, intermédiaire et profonde de la croûte terrestre. Voir le texte pour les explications.

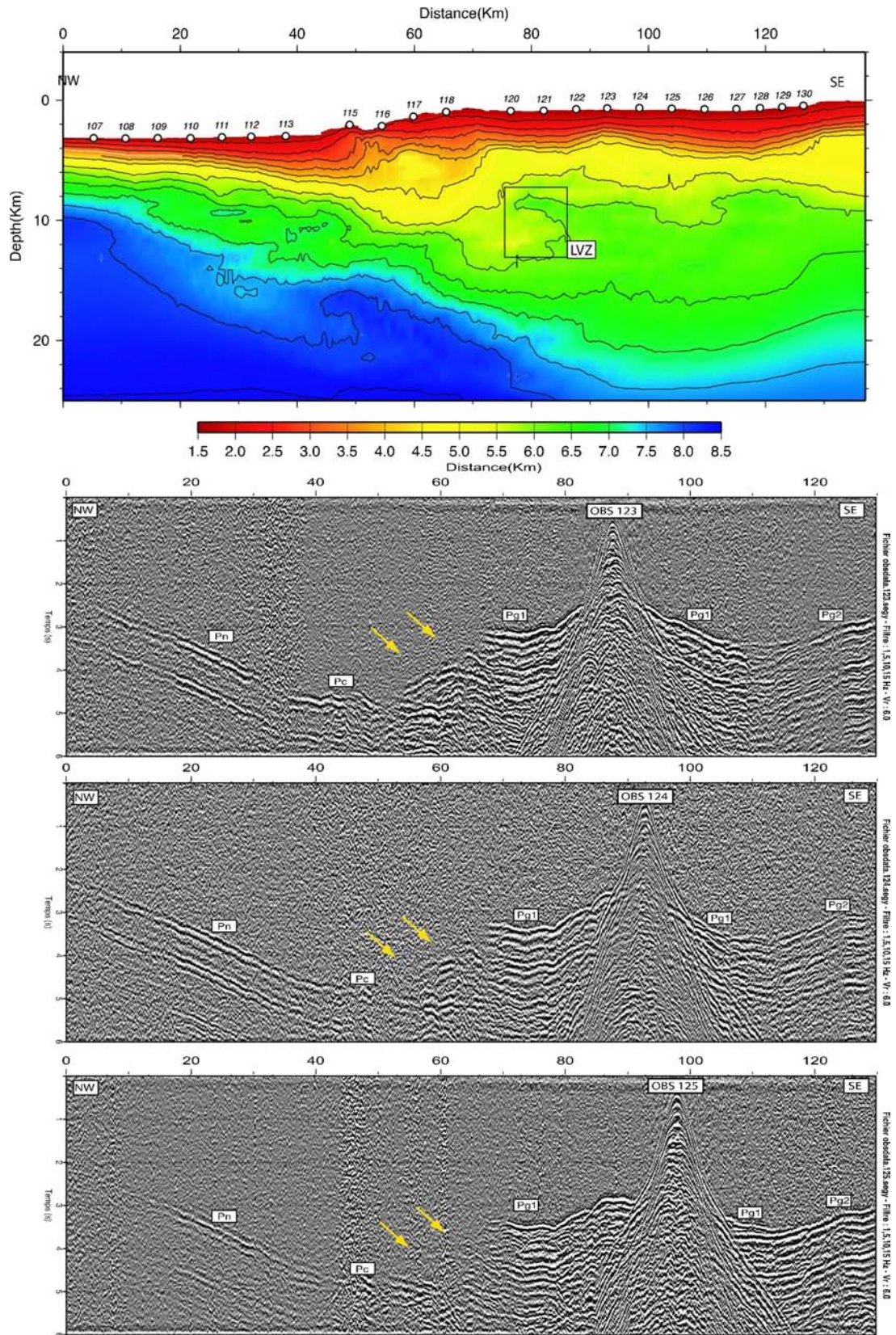


FIG. 6.4 – Modèle tomographique (TTPA) de vitesse obtenu par inversion de la première arrivée. Le cadre à l'intérieur indique la zone d'inversion des vitesses (~ -1 km/s) coïncidant avec la *splay fault*. Les traces des OBS 123, 124 et 125 sont présentées où une zone d'ombre est clairement visible (indiquée par les flèches jaunes). La classification des différentes arrivées est illustrée sur le tableau 6.1.

Arrivée	Phase	Type	Vit. aparente	Interpretation
1	P1	Réfractée	$\sim 2.0-3.0$ km/s	Coverture sédimentaire
2	Pc	Réfractée	~ 6.0 km/s	Croûte océanique
4	Pn	Conique	~ 7.0 km/s	propagée le long du Moho
5	PmP	Réflechie	-	Réflechie sur le Moho
6	Pg1	Réfractée	~ 4.5 km/s	Partie supérieure de la marge
7	P2	Réfractée	~ 3.0 km/s	Bloc Frontal
8	Pg2	Réfractée	~ 5.5 km/s	Partie inférieure de la marge
10	R1	Réflechie	-	Base de la couche supérieure de la marge
11	R2	Réflechie	-	Contact interplaque- <i>splay fault</i>
12	R3	Réflechie	-	base du bloc frontal (décollement ?)

TAB. 6.1 – Clasification des arrivées sur le profil SIS-44.

Parallèlement, on a effectué une estimation des vitesses à partir des données SMT. On a suivi la méthode de correction du modèle de vitesse détaillée dans §3.3.3 et sur la figure 3.1. Le modèle de vitesse de référence initial est obtenu à partir des vitesses NMO converties dans le domaine profondeur, interpolées sur une grille 2D et lissées avec un filtre spatial gaussien (figure 6.5 en haut). L'image migrée correspondant au modèle de vitesse initial et l'interprétation des réflecteurs principaux sont présentés sur la figure 6.6. Le modèle de vitesse a été corrigé par la méthode de [Al-Yahya, 1989] (voir §3.3.1). Pour la correction, on a utilisé des panneaux iso-X espacés de 1 km. L'image migrée avec le modèle de vitesse corrigé est présentée sur la figure 6.7. Les panneaux iso-X illustrent bien les limitations de la SMT en profondeur : l'angle de diffraction à partir de 5 km de profondeur devient inférieur à 50° . On constate qu'aux niveaux profonds l'estimation de la courbure (et donc, de la correction des vitesses) est beaucoup plus douteuse (figure 6.11).

3. Modèle mixte

Un modèle mixte contenant l'information des vitesses SMT dans la zone superficielle et l'information des vitesses SGA dans la zone profonde est construit (figure 6.3 (3)). Ce modèle *mixte* est obtenu en prenant : (1) dans la *zone supérieure* ($0 - 5\text{km}$) le modèle de vitesse SMT corrigé par la méthode de [Al-Yahya, 1989] figure 6.7; (2) dans la *zone inférieure* ($10 - 25\text{km}$), le modèle de vitesse SGA provenant de la TTPA (figure 6.4) (3) entre ces deux zones une *zone de transition* ($5 - 10\text{km}$) où les vitesses du modèle SMT et du modèle SGA sont pondérées, suivant une fonction :

$$v(z) = \alpha v_{SMT} + (1 - \alpha) v_{SGA} \quad \text{où} \quad \alpha = (3\chi^2 - 2\chi^3) \quad \text{et} \quad \chi = \frac{z - z_f}{z_f - z_0}$$

z_0 et z_f sont la profondeur initiale et finale de la zone de transition respectivement. L'image migrée obtenue à partir du modèle mixte est présentée sur la figure 6.8.

Comparaison des trois images migrées

Les panneaux iso-X et la quantification de la courbure via des panneaux de semblance représentent l'évolution du modèle de vitesse entre les étapes 1 à 3. La première

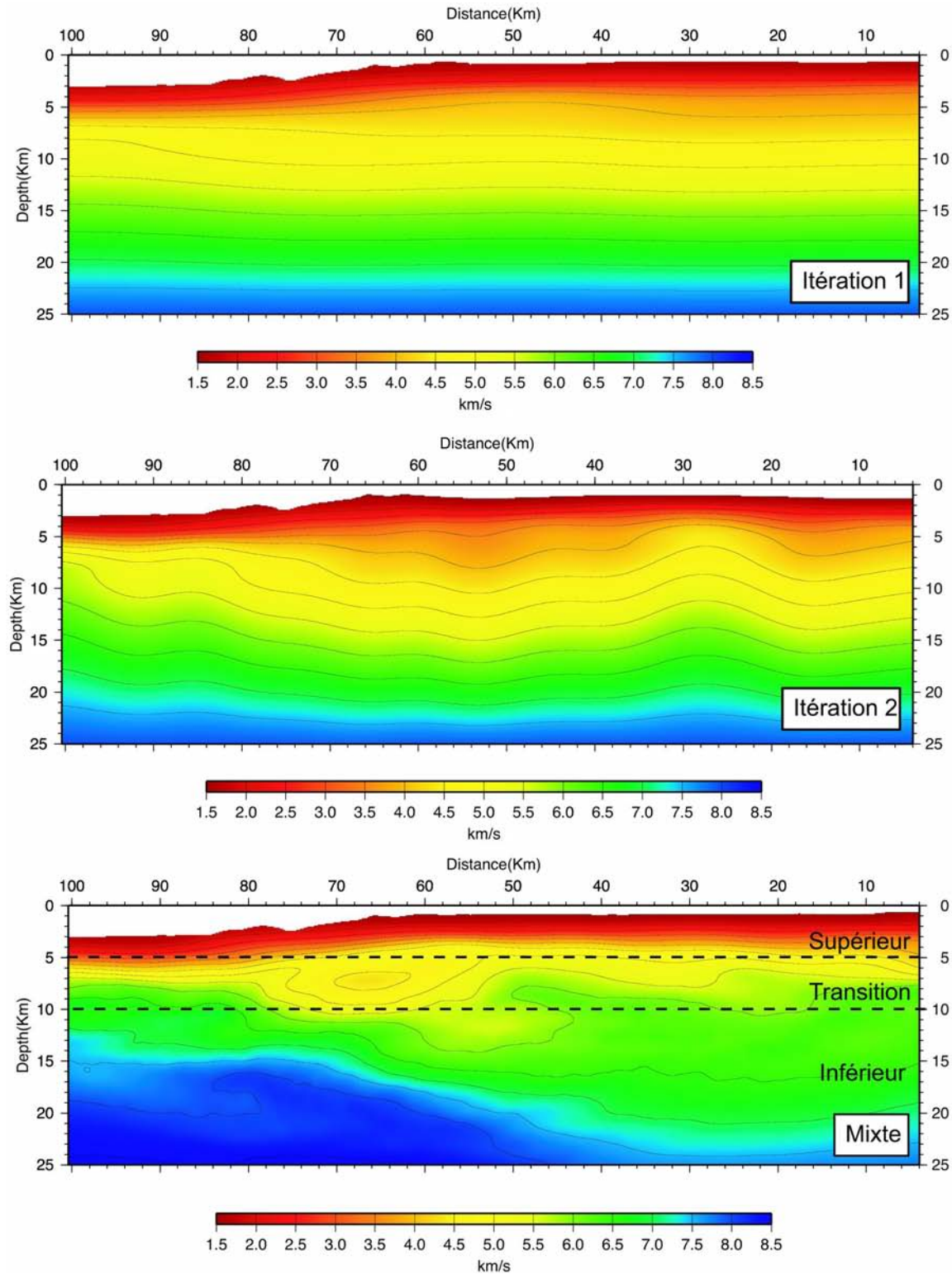


FIG. 6.5 – (*En haut*) modèle de vitesse issu de l'analyse de vitesse (filtre spatial gaussien, $\tau_x=3000$ m, $\tau_z=400$ m). (*Au centre*) Modèle de vitesse après la correction du modèle de vitesse pendant la migration (*En bas*) Modèle "mixte", voir le texte pour les explications. Cette partie correspond à la partie (3) de la figure 6.3.

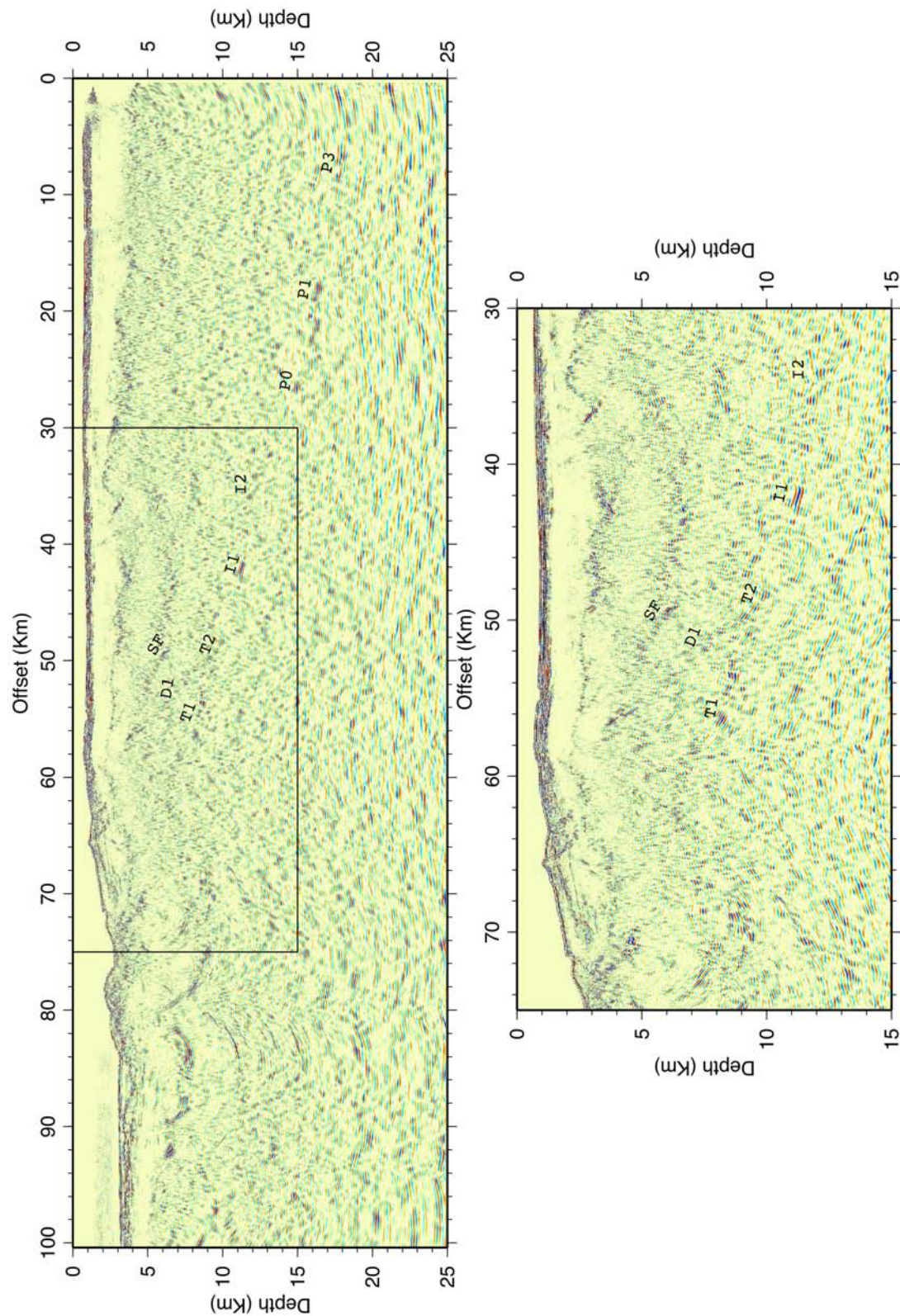


FIG. 6.6 – Image migrée obtenue en utilisant le modèle de vitesse NMO (figure 6.5, en haut). Le zoom sur l'image correspond à la zone de la *splay fault*. Les réflecteurs sont interprétés comme SF : toit de la zone de *splay fault*, D : Décollement, T : Toit de la croûte océanique, I : Contact interplaque, P : Réflecteur profond (Moho ou contact interplaque)

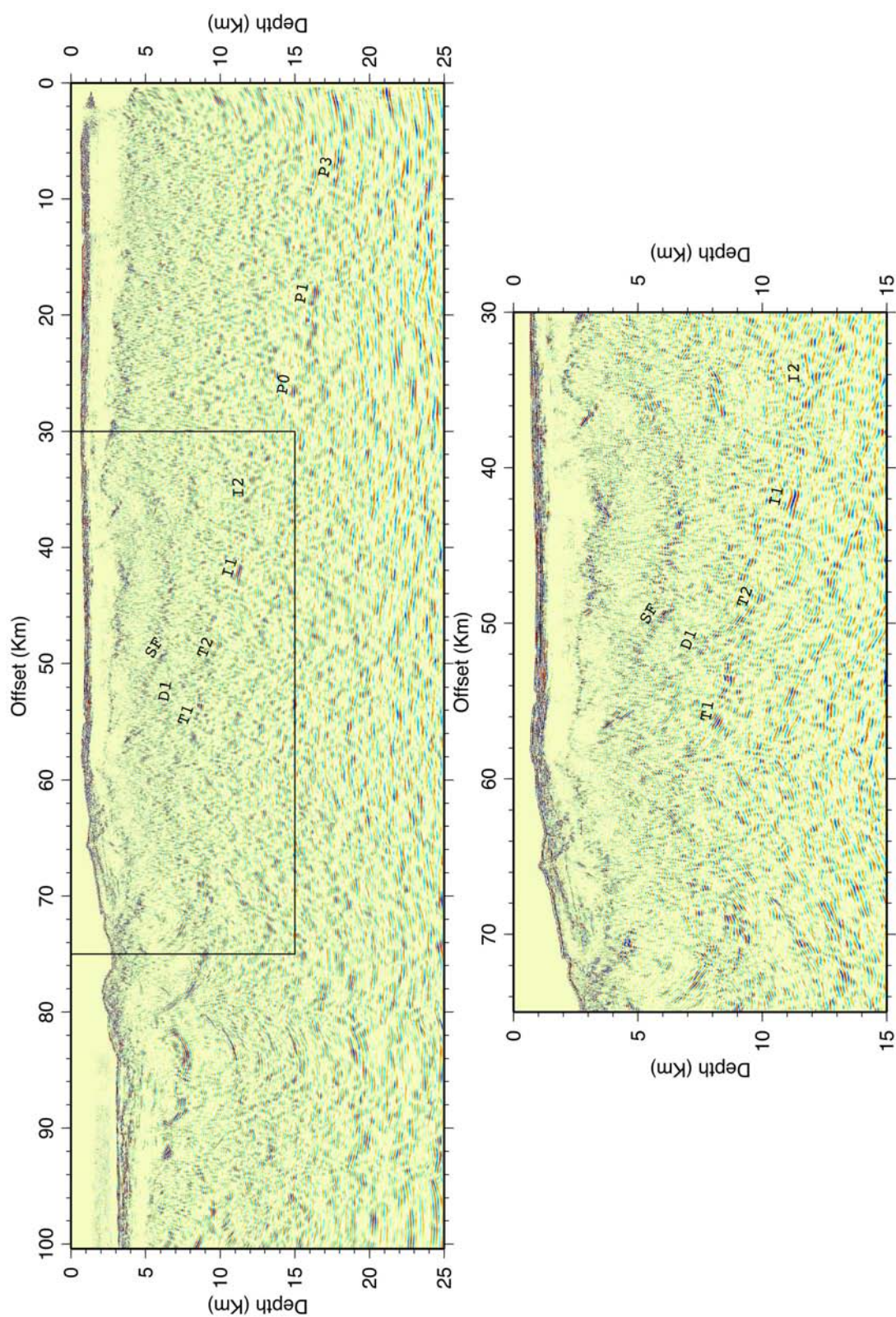


FIG. 6.7 – Image migrée obtenue en utilisant le modèle de vitesse corrigé (figure 6.5, au centre). Le zoom sur l'image correspond à la zone de la *splay fault*.

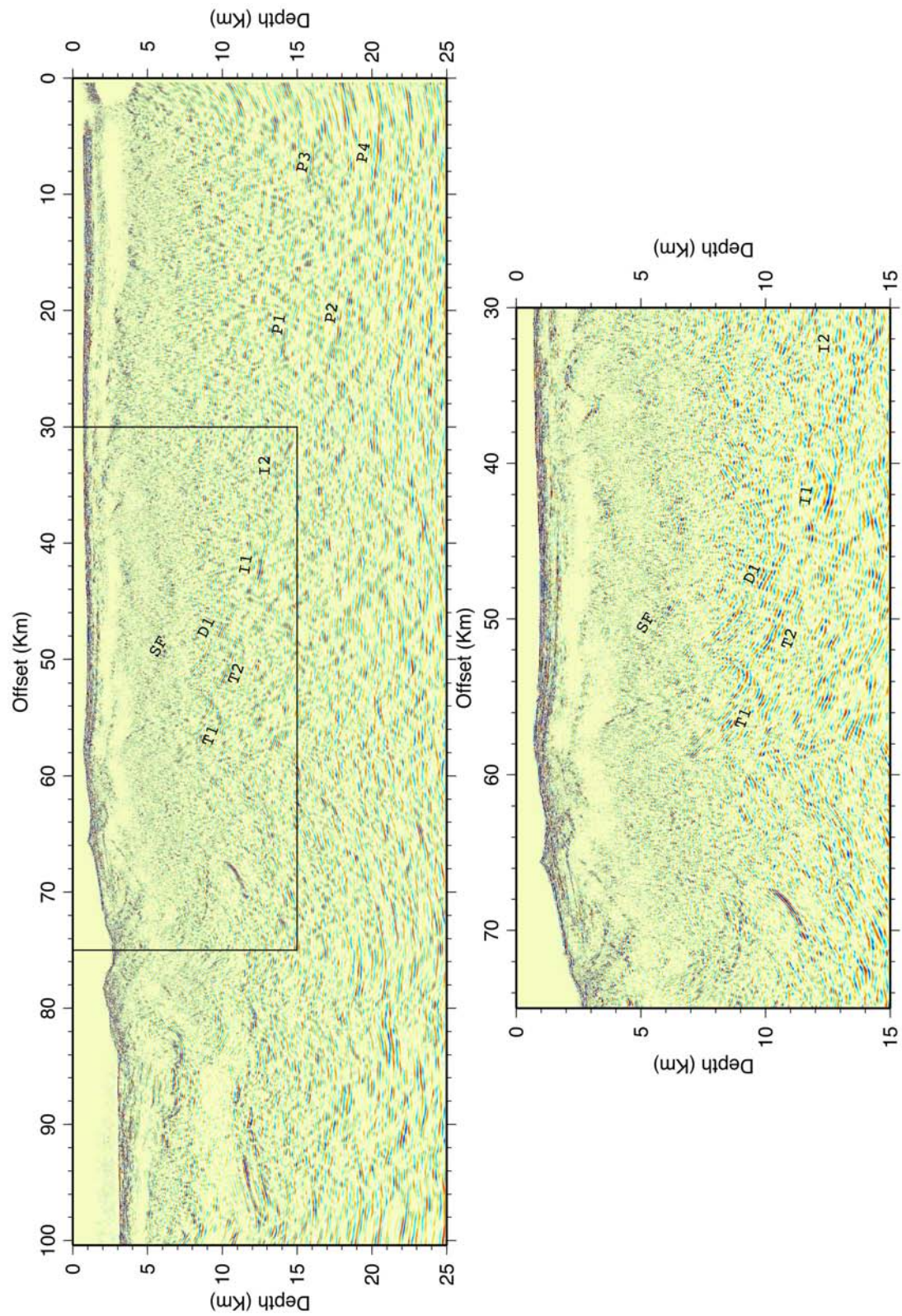


FIG. 6.8 – Image migrée en profondeur obtenue par tomographie en diffraction en utilisant le modèle "mixte" (figure 6.5, en bas). Le zoom sur l'image correspond à la zone de la *splay fault*.

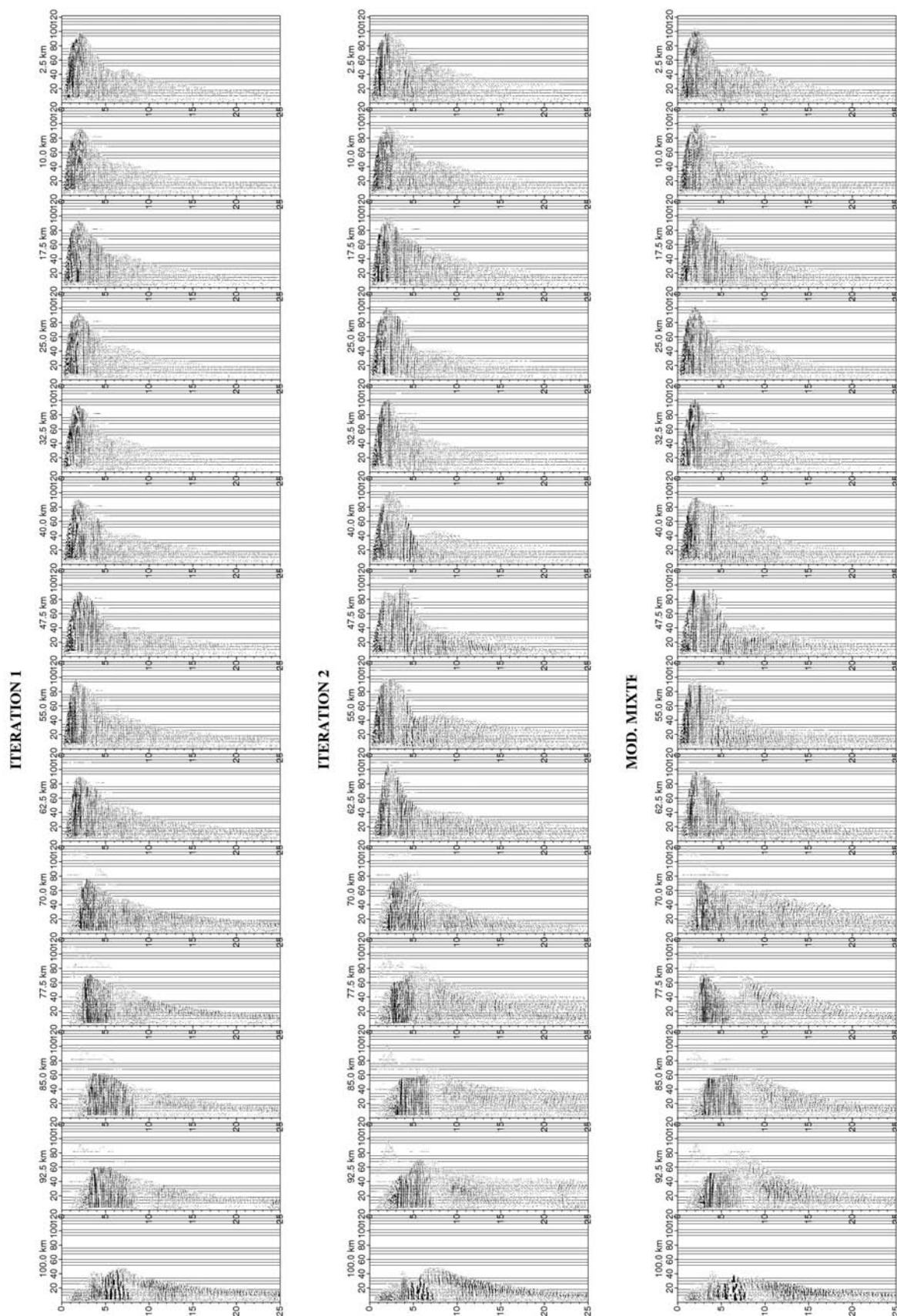


FIG. 6.9 – Panneaux iso-X profil 44. Les panneaux sont issus de la migration avec : (1) le modèle d'analyse de vitesse (itération 1); (2) le modèle d'analyse de vitesse corrigé (itération 2); (3) le modèle mixte.



FIG. 6.10 – Panneaux de semblance profil 44 correspondant aux panneaux iso-X sur la figures 6.9, respectivement.

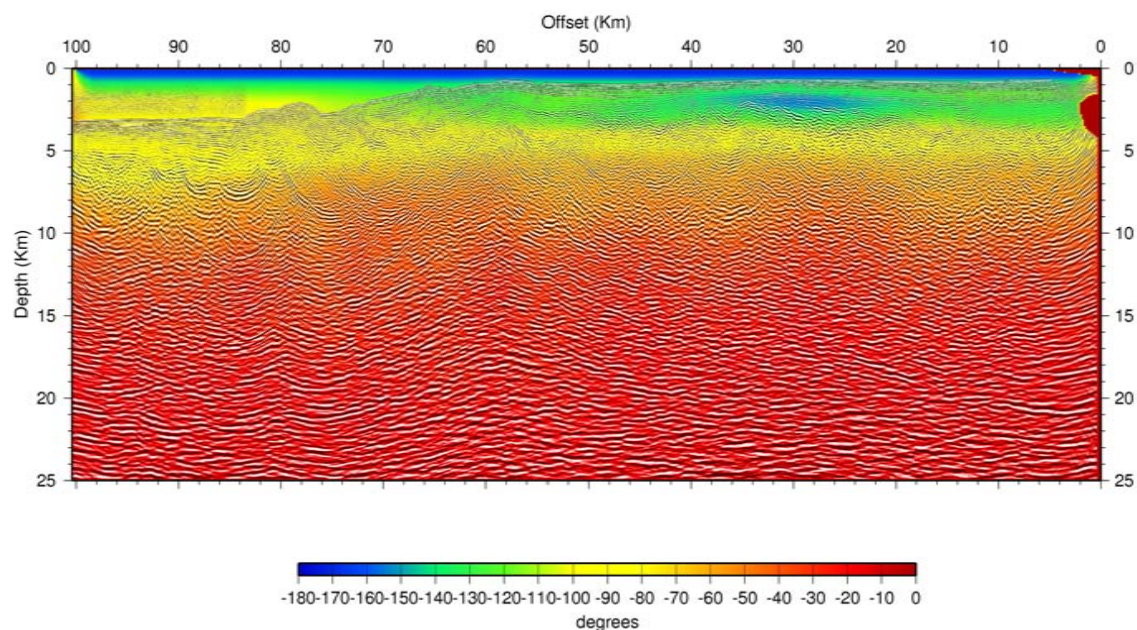


FIG. 6.11 – Angle de diffraction maximal superposé à l'image migrée mixte. Noter que à partir de 5 km de profondeur l'angle de diffraction est inférieur à 70° et en dessous de 10 km il est inférieur à 30°

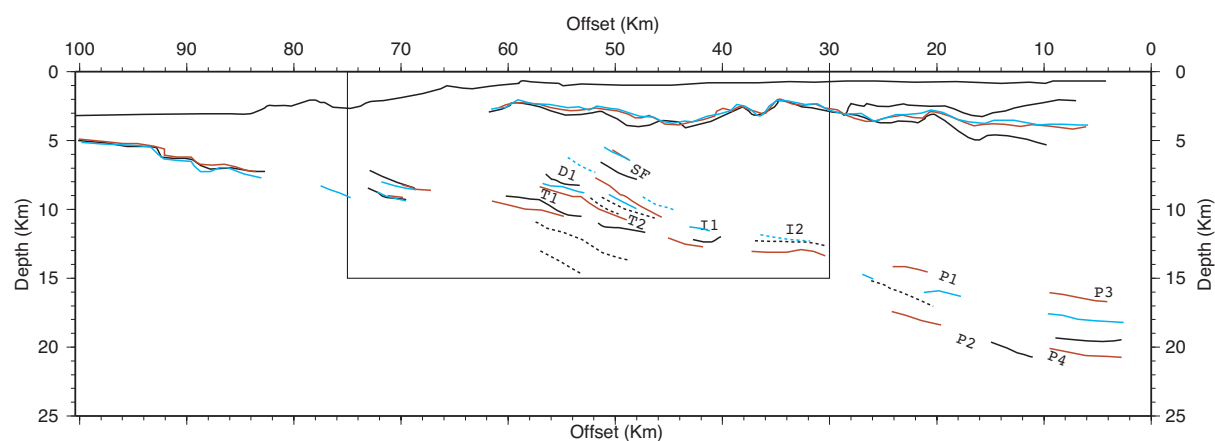


FIG. 6.12 – Superposition du pointé de réflecteurs sur les trois images migrées. Sont représentés : les réflecteurs principaux de l'image migrée à partir du modèle de vitesse : SMT initial (en noir), SMT corrigée (en bleu clair) et mixte SMT et SGA (en rouge). Les lignes en pointillée indiquent des segments à faible amplitude où l'incertitude est plus grande.

observation est qu'en dessous de 10 km, il n'y a quasiment pas de réflecteurs visibles, autrement dit, il n'y a pas de moyen d'estimer et de corriger les vitesses à partir de la SMT. L'effet de la correction du modèle de vitesse se manifeste sur les 5 premiers kilomètres de profondeur, comme on constate en comparant les itérations 1 et 2 de la figure 6.10. Sur l'itération 2 les maximums de l'amplitude γ sont beaucoup plus proches de 1. En ajoutant l'information de la SGA, certains panneaux de semblance (e.g. $x=17.5, 40, 70$ km) montrent clairement que pour la zone profonde ($x > 5$ km) le modèle mixte a moins d'erreurs sur les vitesses ($\gamma \sim 1$). De plus, sur quelques panneaux de semblance le modèle de vitesse mixte *focalise* mieux des réflecteurs qui n'étaient pas visibles sur les modèles provenant exclusivement de la SMT (e.g. $x=25, 17.5$).

Sur les trois images migrées (figures 6.6, 6.7 et 6.8) les réflecteurs plus profonds que 5 km sont discontinus et on identifie des segments de forte amplitude. Ces segments ont été marqués par les lettres : SF : toit de la zone de la *splay fault*, D : Décollement, T : Toit de la croûte océanique, I : Contact interplaque, P : Réflecteur profond (Moho ou contact interplaque). Sur la figure 6.12 ces segments pour les trois images migrées ont été superposés. En générale, les vitesses de la zone profonde du modèle de mixte sont supérieures aux vitesses estimés par la SMT. Par conséquent, les réflecteurs sont plus profonds. Les réflecteurs P1, P2, P3, P4 (profondeur ~ 17 et 22 km) sont ceux qui varient le plus entre les différentes étapes. Ils pourraient correspondre soit au contact interplaque, soit au Moho (ou aucun des deux). Les réflexions grand-angle sont les informations indispensables pour choisir parmi les deux interprétations.

4. Modèle à couches (*blocky*)

Pour ajouter l'information des réflexions grand-angle et des réflexions à incidence normale, il est nécessaire d'intégrer les interfaces principales dans le modèle de vitesse. J'ai ainsi construit un modèle de vitesse à *couches* (ou *blocky*) qui approxime le modèle de vitesse mixte, afin de modéliser les arrivées réfléchies avec le logiciel rayinvr [Zelt and Smith, 1992] et RSTTI [Operto, 1996]. La géométrie des couches du modèle de vitesse *blocky* provient du pointée des réflecteurs principaux sur l'image migrée *mixte* en profondeur. Pour une interface donnée on a tous les points (x, z) qui définissent sa géométrie et auxquels on peut associer la vitesse $v_{mixte}(x, z)$ correspondant au modèle mixte. Les vitesses d'une couche dans la paramétrisation de [Zelt and Smith, 1992] sont définies seulement au toit et à sa base. Par ailleurs, tout point (x, z) d'une interface peut avoir une vitesse différente du bloc supérieur $v_{sup}(x, z)$ et du bloc inférieur $v_{inf}(x, z)$. Ainsi une première étape a consisté à approximer le mieux possible le champ des vitesses $v_{mixte}(x, z)$ 2D lisse à partir de la vitesse $[v_{sup}(x, z), v_{inf}(x, z)]$ définie pour quelques points. Mon premier essai a été de prendre $v_{sup}(x, z) = v_{inf}(x, z) = v_{mixte}(x, z)$, pour toutes les interfaces. Cependant, l'erreur calculée pour les arrivées réfractées était très élevée par rapport à l'erreur de la tomographie des temps de premières arrivées (TTPA). Une deuxième tentative a été de prendre $v_{sup}(x, z) = v_{mixte}(x, z - \Delta z)$ et $v_{inf}(x, z) = v_{mixte}(x, z + \Delta z)$. Avec $\Delta z = 500$ m l'erreur était proche de celle fournie par la TTPA. Le modèle *blocky* initial est présenté sur la figure 6.13 (en bas). Ce modèle reste très proche du modèle mixte à l'exception de la zone entre $x=60$ et 80 km et pour des profondeurs comprises entre $z=3$ et 7 km où les vitesses sont plus basses que les vitesses du modèle *blocky*. Cette réduction de vitesse correspond à la zone où le rapport signal/bruit des données SMT est le plus bas. En

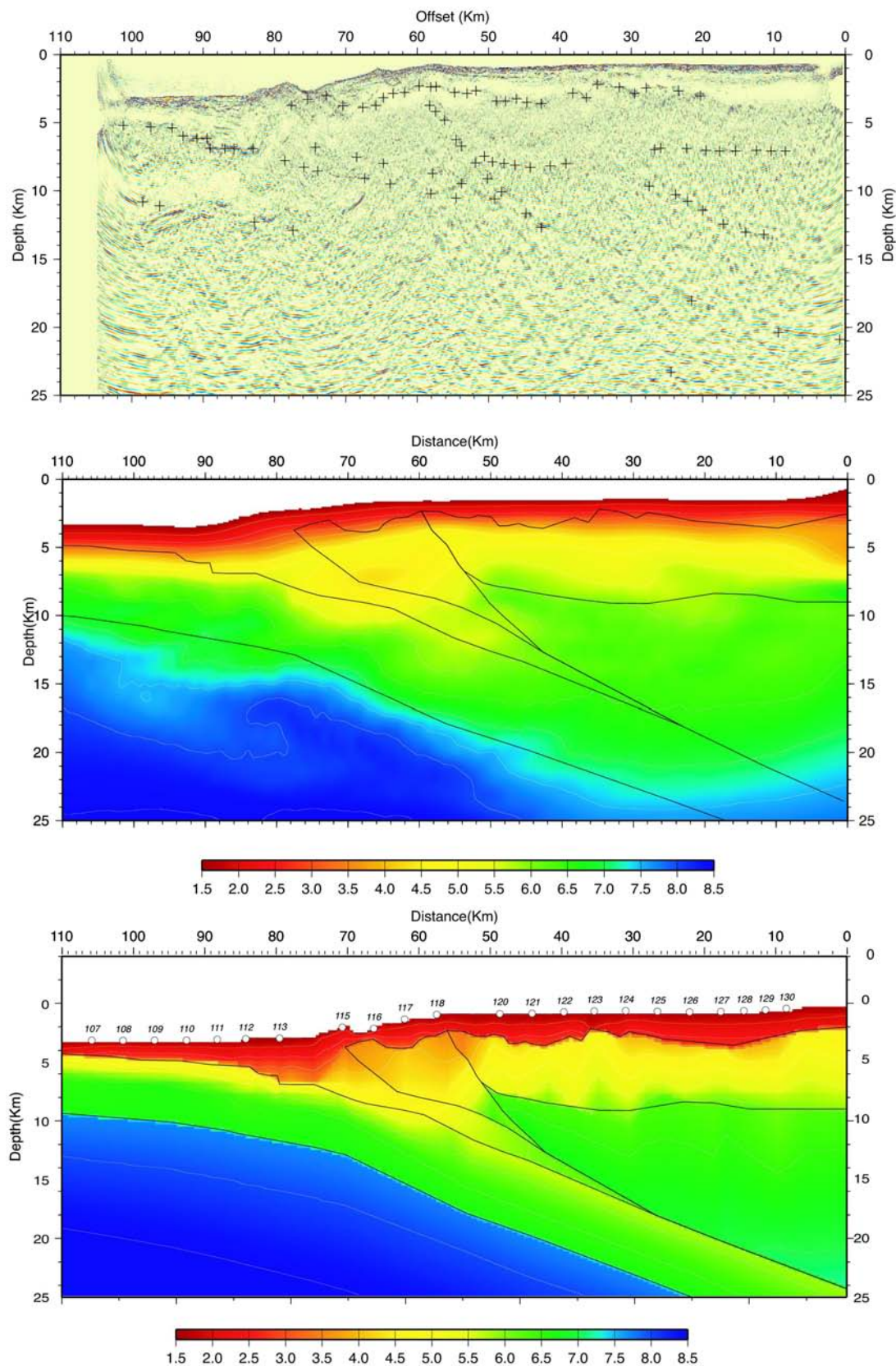


FIG. 6.13 – Passage du modèle lisse au modèle blocky. (*En haut*) Pointée des réflecteurs principaux sur l'image migrée. (*Au centre*) ces réflecteurs sont intégrés dans le modèle de vitesse mixte, et les vitesses $[v_{sup}(x, z), v_{inf}(x, z)]$ associées à chaque couche sont introduites. (*En bas*) Le modèle *blocky* initial, qui explique les premières arrivées.

raison de la qualité de ces données dans cette zone, l'estimation des vitesses est très douteuse et la SMT n'apporte pas d'information précise. Lors de la construction du modèle *blocky*, j'ai été obligé de réduire les vitesses provenant du modèle *mixte* pour expliquer les réfractions de la SGA. Dans cette zone, en faisant ces correction j'ai ainsi obtenu un modèle comparable à celui de la TTPA (figure 6.4).

Dans une deuxième étape, on inverse les vitesses et la géométrie du modèle *blocky* initial pour simuler les arrivées grand-angle et les temps à incidence normale. Ces derniers sont obtenus du pointée des réflecteurs de l'image *stack-time* obtenue avec le logiciel commercial GEOVECTEUR. L'inversion de la géométrie et la vitesse est effectuée sur le modèle "blocky" grâce au logiciel RSTTI [Operto, 1996]. De cette manière on construit un modèle qui intègre les informations des réfléchies des données SMT (normal incidence et short offset) et des réfléchies/réfractées des données OBS (réflexions et réfractions SGA). Il faut souligner la présence des réflexions grand-angle à la base et à l'intérieur de la marge, notamment au toit de la zone de *splay fault* (figure 6.15), et au contact interplaque 6.16, qui permettent de mieux contraindre leur géométrie.

	Arrivée	Points	RMS (s)	χ^2
1	P1	538	0.131	1.711
2	Pc	2608	0.113	1.272
4	Pn	1345	0.107	1.139
5	PmP	1330	0.132	1.736
6	Pg1	4340	0.125	1.569
7	P2	662	0.182	3.319
8	Pg2	463	0.130	1.690
10	R1	441	0.095	0.906
11	R2	548	0.146	2.128
12	R3	55	0.150	2.300
TOTAL		12818	0.130	1.686

TAB. 6.2 – Erreur d'estimation des arrivées SGA sur le profil SIS-44.

6.2.4 Discussion

Modèle de vitesse de la marge

Le modèle *blocky* final est composé de 7 couches :

Le Remplissage sédimentaire de fosse (couche SD) atteint ~ 1.3 km d'épaisseur à l'extrémité Nord-Ouest du profil et au moins ~ 4 km de sédiment arrivent au niveau du front de déformation. Les vitesses dans ces sédiments sont bien contraintes par la SMT et par des réfractions (arrivée P1, tableau 6.1). La vitesse dans la partie supérieure augmente vers le front de subduction (passe de 1.6 à 2.0 km/s). La vitesse dans la partie inférieure augmente avec l'épaisseur. Cet effet est très probablement du à la consolidation : l'épaisseur varie entre 2.1 km/s à l'extrémité NO jusqu'à 3.0 km/s au front de subduction.

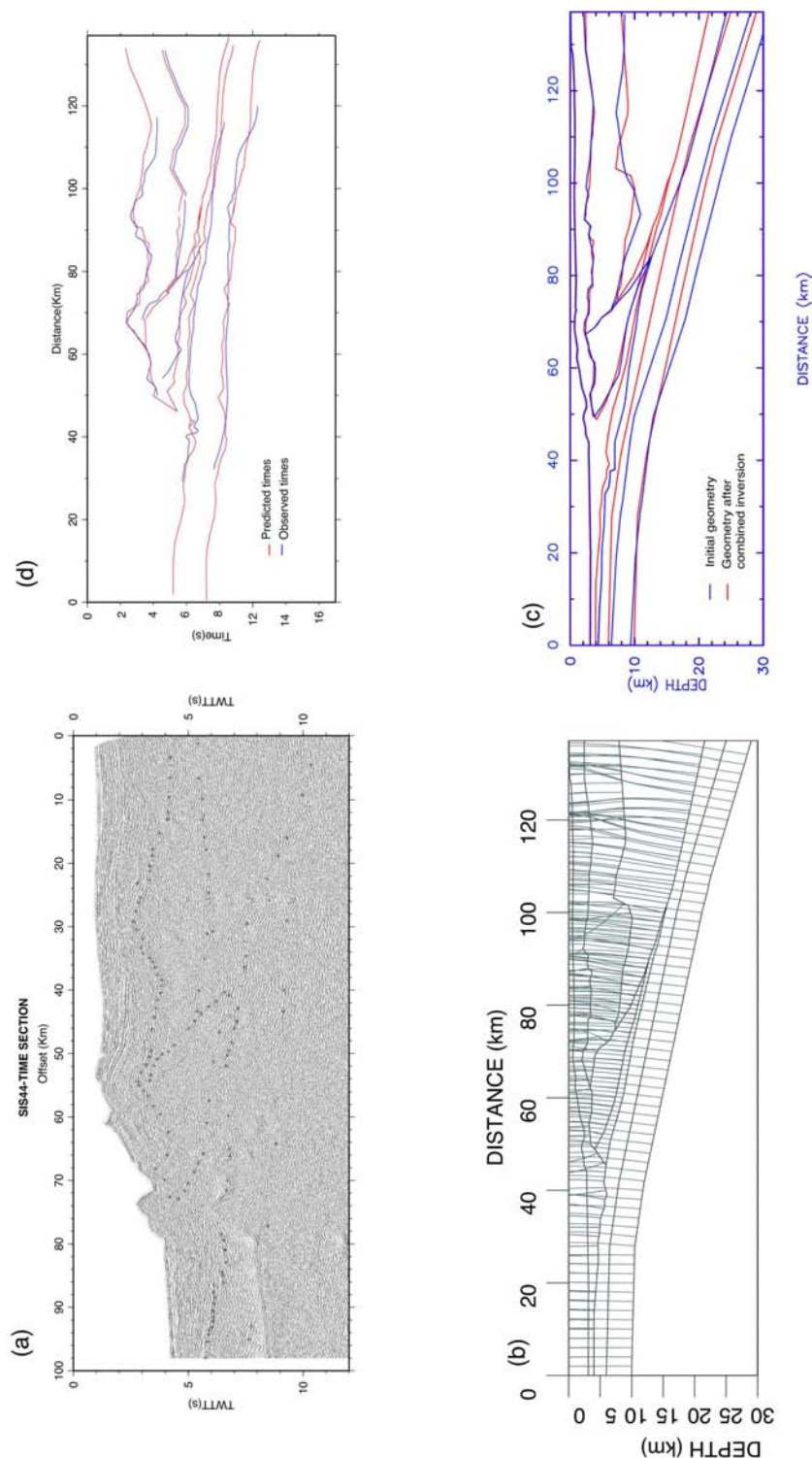


FIG. 6.14 – (a) Coupe migrée en temps et pointés des réflecteurs (pas (8) de la figure 6.3). (b) Estimation des réfléchies à incidence normale dans le modèle "blocky". (c) Inversion des temps à incidence normale et modification de la géométrie du modèle "blocky" pour trouver le modèle "blocky" optimal qui permet de calculer des temps à incidence normale et (d) qui sont en bon accord avec les pointés des réflecteurs provenant de la coupe migrée en temps. Le modèle "blocky" optimal est comparé avec le modèle "mixte" et ensuite utilisé pour une nouvelle migration (pas (5) figure 6.3).

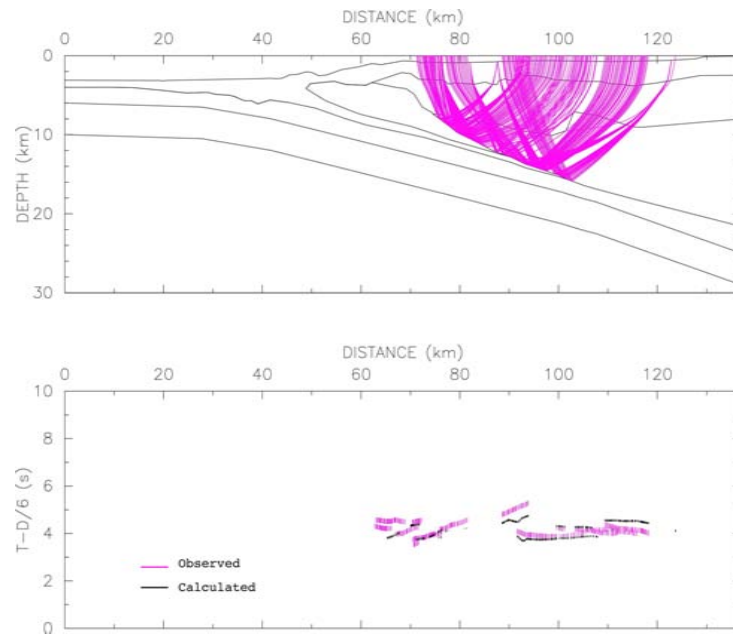


FIG. 6.15 – Réflexions grand-angle sur la *splay fault*

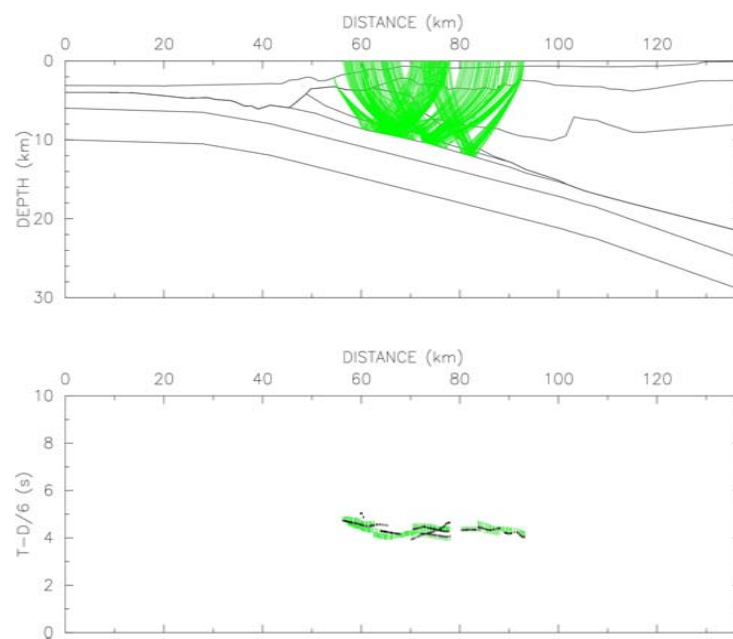


FIG. 6.16 – Réflexions grand-angle sur le contact interplaque

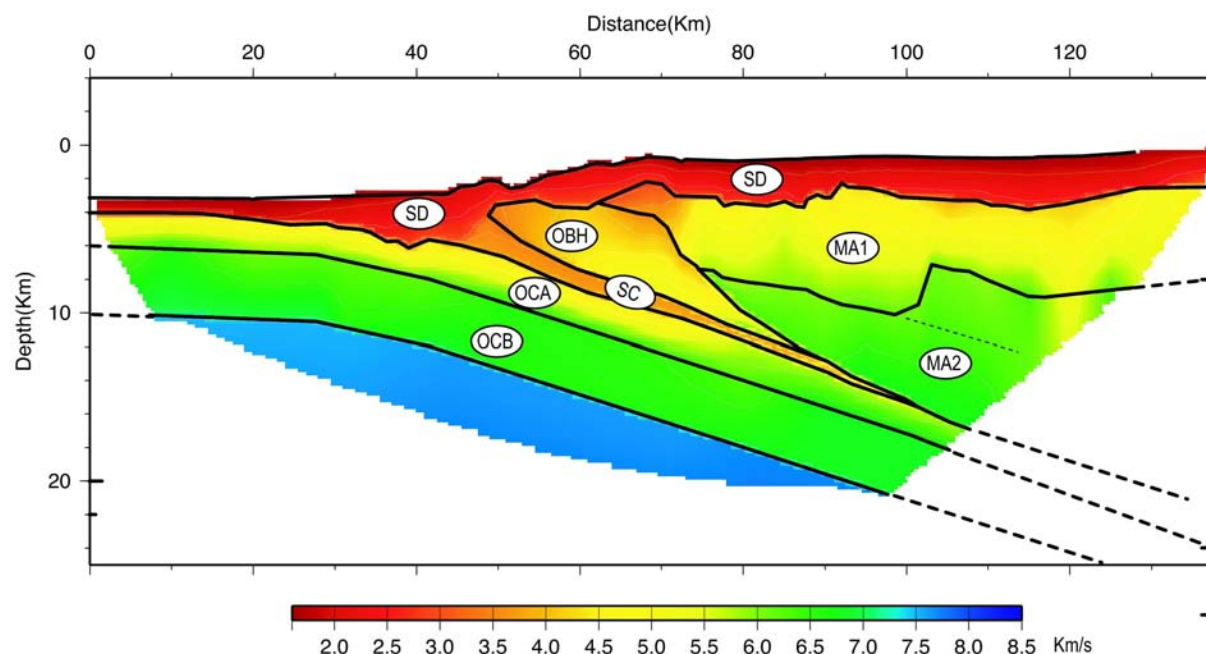


FIG. 6.17 – Modèle *blocky* après l'inversion de la géométrie et des vitesses à partir des arrivées grand-angle et des réflexions à incidence normale.

La couverture sédimentaire de la marge (couche SD). La marge est recouverte de plusieurs séries sédimentaires dont l'épaisseur varie entre 3.50 et 4.50 km. Une réflexion nette à la base de cette couverture sédimentaire (toit du socle) a permis de contraindre l'estimation de l'épaisseur à partir de deux données SMT et SGA. Les vitesses ont très peu de variation latérale, et elles restent comprises entre 1.60 km/s dans la partie supérieure et 2.80 km/s dans celle inférieure.

Le bloc frontal (couche OBH) les données SGA indiquent des vitesses entre $v_{sup} = 3.80$ km/s et $v_{inf} = 5.00$ km/s à une distance $x = 50 - 70$ km, c'est-à-dire à 10 km du front de déformation. Les données de SMT ont peu de pénétration dans cette zone, et ainsi les vitesses estimées à partir de ces données sont très douteuses. Les vitesses se réduisent drastiquement vers la *splay fault* (limite SE de la couche OBH).

La couche supérieure du socle (couche MA1). Cette couche, épaisse de 4 à 6 km, est caractérisée par un fort gradient vertical de vitesse. La vitesse dans sa partie supérieure est comprise entre 4.2 et 4.4 km/s, et à sa base elle est autour de 6.00 km/s. Elle est séparée de la partie inférieure du socle par une zone marquée par des réflexions. Or, durant la modélisation, je n'ai pas eu la nécessité d'introduire une discontinuité de vitesse entre la couche supérieure et inférieure du socle.

La couche inférieure du socle (couche MA2) présente un faible gradient vertical de vitesse ($v_{sup} \sim 6.00$ km/s, $v_{inf} \sim 6.30 - 6.50$ km/s). Cette couche a une forme prismatique en s'épaississant graduellement vers le continent (épaisseur à l'extrémité SE du profil ~ 14 km). Le toit de cette couche présente deux segments correspondant à une forte discontinuité (~ 4 km) à $x=100$ km : un segment au NO plus profond, et un au SE plus superficiel. Entre $x=100-115$ km, les réflexions SMT et SGA mettent en évidence un

réflecteur (ligne en pointillée fine sur la figure 6.17) qui se prolonge dans la continuité du segment inférieur.

La croûte océanique est composée de deux couches : la croûte océanique supérieure (OCA) et la croûte océanique inférieure (OCB). La première est épaisse de 2-3 km et présente des vitesses $v_{sup} = 4.50$ et $v_{inf} = 6.20$ km/s. La deuxième a une épaisseur comprise entre ~ 4 et 6 km et des vitesses $v_{sup} = 6.20$ et $v_{inf} = 6.70$ km/s. L'épaisseur de cette couche est contrainte par les réflexions au niveau de la zone interplaque (R2) et du Moho (PmP).

La géométrie du contact interplaque et du Moho. Le contact interplaque peut être identifié sur les quatre types de données utilisées, constituant le réflecteur profond le mieux contraint. Sa pente estimée est de $\sim 10^\circ$. Cette valeur est du même ordre de la valeur estimée sur le profil SIS-29, 100 km au nord (voir 6.3). Le Moho n'a été modélisé qu'à partir des données SGA (arrivées PmP et Pc). Il n'y a pas des indications d'un épaissement de la croûte océanique et le Moho est resté pratiquement parallèle au contact interplaque.

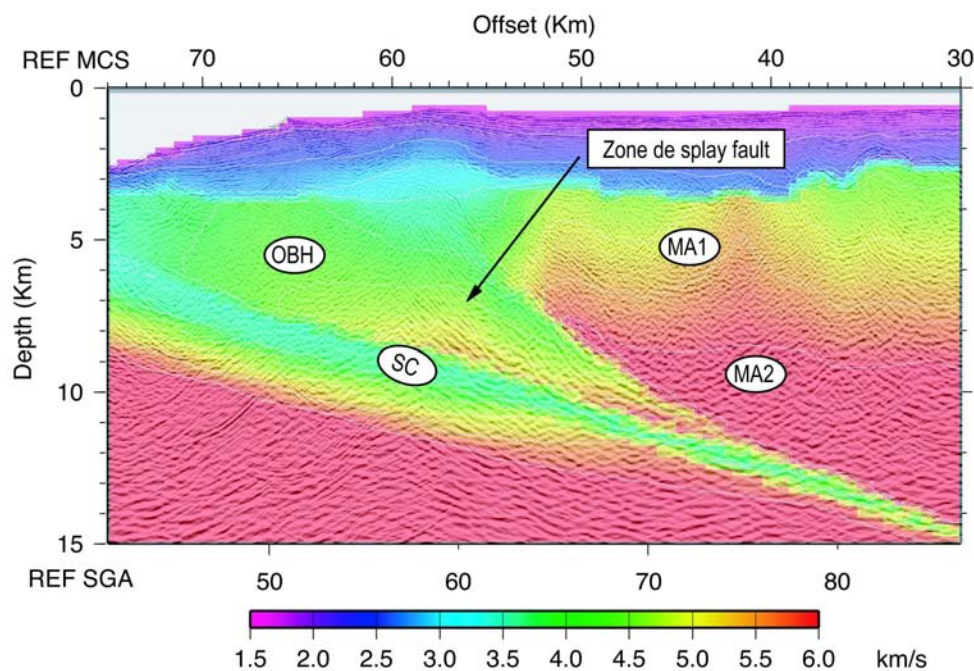


FIG. 6.18 – Superposition du modèle de vitesse blocky final et de l'image migrée mixte dans la zone de la *splay fault*. REF SMT indique la distance (en kilomètres) référencié à partir du premier tir de la SMT. REF SGA indique la distance à partir du premier tir de la SGA.

Observations sur la splay fault

Les hautes vitesses ($v_{sup} = 3.80$ et $v_{inf} = 5.00$) des matériaux près du front de déformation indiquent que le réflecteur *splay fault*, sur ce profil, n'est pas la limite d'un boudoir rigide contre lequel des sédiments à basse vitesse sont accrétés. Plutôt, ce réflecteur

peut être identifié avec le début d'une zone de $\sim 2-3$ km de large qui sépare deux blocs ayant des vitesses plus élevées (le socle au Sud-est et le OBH au nord-ouest). Cette zone est caractérisée par : (1) des vitesses comprises entre ~ 1 et 1.5 km/s qui sont plus basses que les vitesses des deux blocs adjacents ; (2) la présence de plusieurs réflecteurs à vergence océanique, dont la pente passe graduellement de celle du réflecteur SF ($\sim 18^\circ$) à celle du décollement ($\sim 7^\circ$).

6.2.5 Conclusions

1. Nous avons utilisé une stratégie simple pour l'utilisation conjointe des informations contenues dans les données SMT et SGA. L'estimation des vitesses de la zone superficielle (0-5 km de profondeur) est réalisée à partir de la migration des données SMT. Les vitesses de la zone profonde (10-25 km de profondeur) issue de la tomographie des temps de premières arrivées de la SGA. Une zone de transition (5-10 km de profondeur) a été construite où on passe graduellement des vitesses de la SMT aux vitesses de la SGA via une fonction de pondération. Comme résultat on obtient un modèle de vitesse que l'on appelle mixte.

2. Les panneaux de semblance et les panneaux iso-X issus de la migration en profondeur à partir du modèle mixte, indiquent que l'information SGA améliore l'information sur les niveaux profonds et permet de mieux focaliser quelques réflecteurs profonds.

3. Pour intégrer l'information des réflexions grand-angle et des réflexions à incidence normale, on a construit un modèle blocky à partir du modèle mixte lisse. La géométrie et la vitesse du modèle blocky ont été inversées pour prendre en compte toutes les informations qui proviennent de différentes arrivées. Un modèle de vitesse final explique tous les 4 types d'arrivées : les réfractées, les réflexions grand-angle, les réflexions SMT et les réflexions à incidence normale.

4. Le réflecteur interprété comme la *splay fault* [Collot et al., 2004] est caractérisée par une inversion de vitesse qui peut être clairement mise en relation avec une zone d'ombre sur les données SGA. Le modèle final indique que ce réflecteur (marqué comme SF sur la figure 6.1) est la limite supérieure d'une zone large de 2-3 km caractérisée par : (1) des vitesses \sim comprises entre 1 et 1.5 km/s plus basses que les vitesses des deux blocs voisins ; (2) la présence de plusieurs réflecteurs à vergence océanique.

6.3 Investigating the nature of the seismological asperity of the 1979 Tumaco (Colombia) Earthquake from Wide angle Reflection/Refraction and Multichannel Seismic Reflection data

W.M. Agudelo, J-Y. Collot, Ph. Charvis

Abstract

Wide-angle seismic data as well as coincident multichannel seismic reflection were collected across the area of the 1979 earthquake seismological asperity during the SISTEUR cruise (2000). Along dip OBS line SIS-29 and strike line SIS-26 a 10-km-thick, high (6-7 km/s) P-wave velocity margin basement body is modeled, bounded by velocity discontinuities at its base and top. Its southern boundary coincides roughly with that of the 1979 seismological asperity. In addition to the high-velocity body, bathymetric and MCS data show that the area of the seismological asperity coincides with vigorous crustal shortening outlined by thrust faulting and folding, supporting a relatively strong interplate mechanical coupling. The origin for the high-velocity body is likely related to a crustal heterogeneity inherited from past accretion of oceanic terranes that form the Colombian margin wedge.

6.3.1 Introduction

Materials and mechanical conditions along in natural faults are not homogeneous . Their geometry is not planar and their surface is not perfectly smooth. Inversion for earthquake rupture parameters have revealed areas on the fault surface where these parameters are heterogeneous, e.g. [Day et al., 1998, Peyrat et al., 2001, Oglesby and Day, 2001, Delouis et al., 2002]. Seismological asperities are regions of the fault plane high co-seismic motion and consequently high moment release, compared with the surrounding areas. Similar definitions of seismological asperity can be devised using other seismological parameters. Asperities have also been identified in the inversion of the rupture dynamics of interplate subduction earthquakes (for a review see [Wells et al., 2003a, Wells et al., 2003b, Venkataraman and Kanamori, 2004]), and might play a role in the segmentation of some margins, acting also as barriers to the rupture propagation. However, the physical nature of seismological asperities of interplate subduction earthquakes remains a more uncertain issue. Morphologic features on the subducting plate such as subducting seamounts [Scholz and Small, 1997, Kodaira et al., 2000, Bilek et al., 2003] have been often associated with seismological asperities. Not many studies suggested a relationship between earthquake seismological asperities and heterogeneities in the upper plate [Hayakawa et al., 2002]

We present here the results of two perpendicular wide-angle seismic sections and coincident MCS lines acquired during the Sisteur cruise across the rupture zone of the 1979 Tumaco (Colombia) subduction earthquake. These sections reveal a positive P wave velocity anomaly in the upper plate. This crustal velocity anomaly spatially coincides with

a region of strong, transverse tectonic shortening and with the location of the seismological asperity ruptured during the 1979 earthquake.

6.3.2 The 1979 subduction earthquake

The 20th century great subduction earthquakes along the Ecuador-Colombia margin are one of the best examples of a variable rupture mode : one great multi-segment rupture (1906 earthquake, $M_w = 8.8$) was followed by individual segment rupture (1942 $M_w = 7.8$, 1958 $M_w = 7.7$ and 1979 $M_w = 8.2$ earthquakes) [Ruff, 1996, Thatcher, 1990, Kanamori, 1986]. For 1979 earthquake a strong surface wave directivity permitted to estimate the rupture direction between N 20° E and N50° E [Beck and Ruff, 1984]. A rupture length of at least 180 km was estimated in this direction using long-period surfaces waves and aftershocks distribution [Kanamori and Given, 1981, Mendoza and Dewey, 1984]. About 65% of the moment release occurred in a region of the fault plane extending between 60-120 km northeast of the epicenter (figure 6.19). This region was interpreted as a major asperity of the fault plane [Beck and Ruff, 1984].

6.3.3 Geological background

Present day plates boundaries and relative motions in the northern Andes are a controversial subject [Pennington, 1981, Kellogg and Vega, 1995, Taboada et al., 2000]. Recent GPS observations shows a E-W convergence between Nazca and South America Plates, with velocities ranging from 58 ± 1.5 mm/yr (at Galapagos Islands) to 54 ± 2.5 mm/yr (at Malpelo Island) [Trenkamp et al., 2002]. The northern part of Nazca Plate exhibits a complex morphology, resulting from at least 20 My of interaction between the Galapagos hotspot, the Cocos-Nazca spreading center and the subduction beneath South America [Hey, 1977, Lonsdale and Klitgord, 1978, Wilson and Hey, 1995, Sallarès and Charvis, 2004]. As a result, the Nazca plate displays in a relatively reduced area a variety of relict structures such as the volcanic Carnegie, Malpelo and Coiba ridges, extinct spreading centers, fossil fracture zones and grabens.

Bathymetry data derived from satellite altimetry and ship depth soundings [Smith and Sandwell, 1997] and completed with single beam data from the Sisteur cruise [Collot et al., 2004] and few multibeam swath bathymetry [Flueh et al., 2001], show that the southwestern Colombia margin trends N30°E, oblique to the Nazca-South America convergence direction. The western boundary of our study zone is outlined by the 3.3 km deep southern Colombia trench. The margin main morphological feature is the Esmeraldas-Tumaco bathymetric reentrant (ETBR) [Collot et al., 2002]. This nearly elliptical (150 km by 90 km) zone has an average depth of 600 m and contains the wide Tumaco forearc basin, the Tumaco basin, which extends both offshore and onshore. It is bounded to the west by an outer high and to the east by the flank of the Western Cordillera [Suarez, 1990]. In Ecuador the outer high arc has been identified on land by a Coastal range [Benitez, 1995], but north

of lat 1°N it is mostly submerged, and is only marked by a topographic high northwest of Tumaco and by the Gorgona Island (figure 6.19) . Tumaco basin extends further north for 300 km to the Garrapatas fault system [Suarez, 1990], and southwards, where it has been correlated with forearc basins in Ecuador [Benitez, 1995, Deniaud, 2000]. The 1979 earthquake rupture zone coincides with part of the ETBR.

6.3.4 Data acquisition and processing

Wide-angle seismic data

The SISTEUR experiment was conducted in September and October 2000, offshore the northern Ecuador and southwestern Colombia. Geophysical equipment included 24 ocean bottom seismometers (OBS) provided by l'Institut de Recherche pour le Developpement (IRD) and the University of Texas Institute of Geophysics (UTIG). Each OBS recorded airgun-generated shots through one vertical, two horizontal and one hydrophone channels, with a sample rate of 5 ms. The OBSs were deployed with a 10-15 km spacing, and later recovered by the R/V *Orión* from the Ecuador Navy. The OBS network was completed onshore by a single seismological land station installed in Tumaco (Colombia), and managed by Ingeominas (Colombia). Its receiver was a one vertical component Geotech S13, with a sample rate of 17 ms and a 16 bit A/D converter. While collecting wide-angle data, the RV Nadir performed shots each 60 s using a 128 L airgun array [Collot et al., 2002].

Wide angle data preprocessing was performed on board, including correction for clock drift and the localization of the instrument using inversion of water wave arrivals. [Christeson, 1995]. Errors due to clock drift are estimated to be < 10 ms. Improvement of the OBS signal to noise ratio was done through : (1a) predictive deconvolution, with good results for short offsets or (1b) whitening, better for longer offset, (2) equalization of amplitudes, (3) a Butterworth filter (low cut of 5 Hz, high cut of 15 Hz, 48 dB/octave roll-off). For the land station data, we applied additionally spectral correlation matrix to highlight some arrivals.

6.3.5 Multichannel seismic reflection images

During the Sisteur cruise, the RV Nadir used a 45 L airgun array, tuned in single bubble mode to perform shots every 50 m, so that a 45 fold, 15 s MCS data set was acquired with a 360 channel, 4500 m long streamer. MCS profiles SIS-33 and SIS 24 that are used in this study are coincident with Wide Angle profiles SIS-29 and SIS-26 respectively (figure 6.19). MCS data were processed to time migrated section to a classical processing sequence that includes predictive deconvolution, one FK domain anti-multiple and poststack Kirchhoff time migration. Two way travel time for main reflectors of the stacked time sections of MCS profiles were included as an additional input data in velocity modeling using the RSTTI package [Operto, 1996]. Normal incidence propagation times were used to invert velocities and geometry.

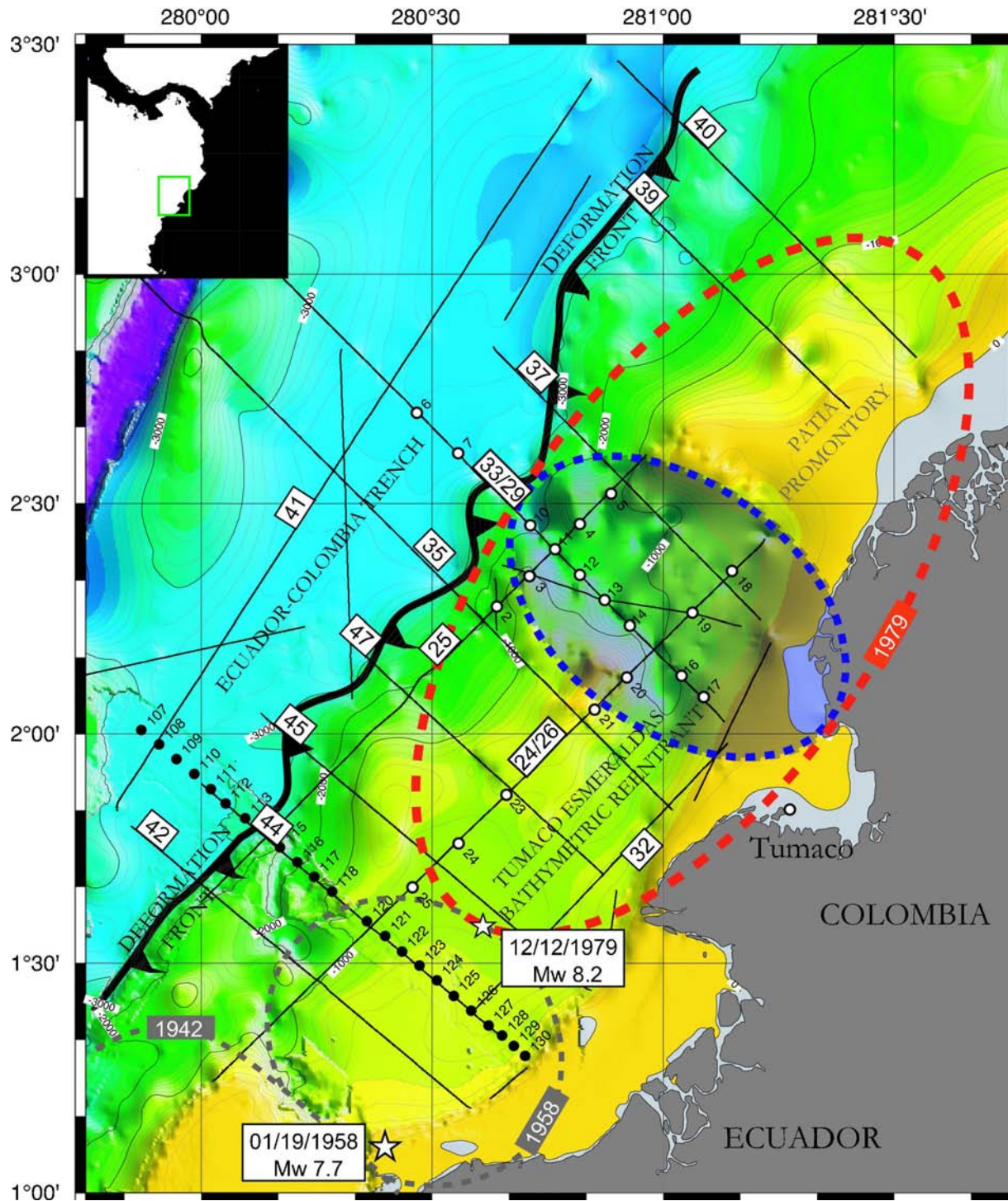


FIG. 6.19 – Location of seismic experiment. Red dashed ellipse shows the location of the rupture zone for the 1979 Tumaco earthquake. Blue shaded ellipse indicates the seismological asperity determined by source time function [Beck and Ruff, 1984]. Gray dashed ellipses show the location of the rupture zone for the 1958 and 1942 subduction earthquakes. Stars indicate the epicenters of 1979 and 1958 subduction earthquakes. Black lines are MCS tracks during the Sisteur cruise. Circles indicate locations of ocean bottom seismometer of Sisteur (open) and Salieri (solid) cruises.

6.3 Investigating the nature of the seismological asperity of the 1979 Tumaco (Colombia) Earthquake

163

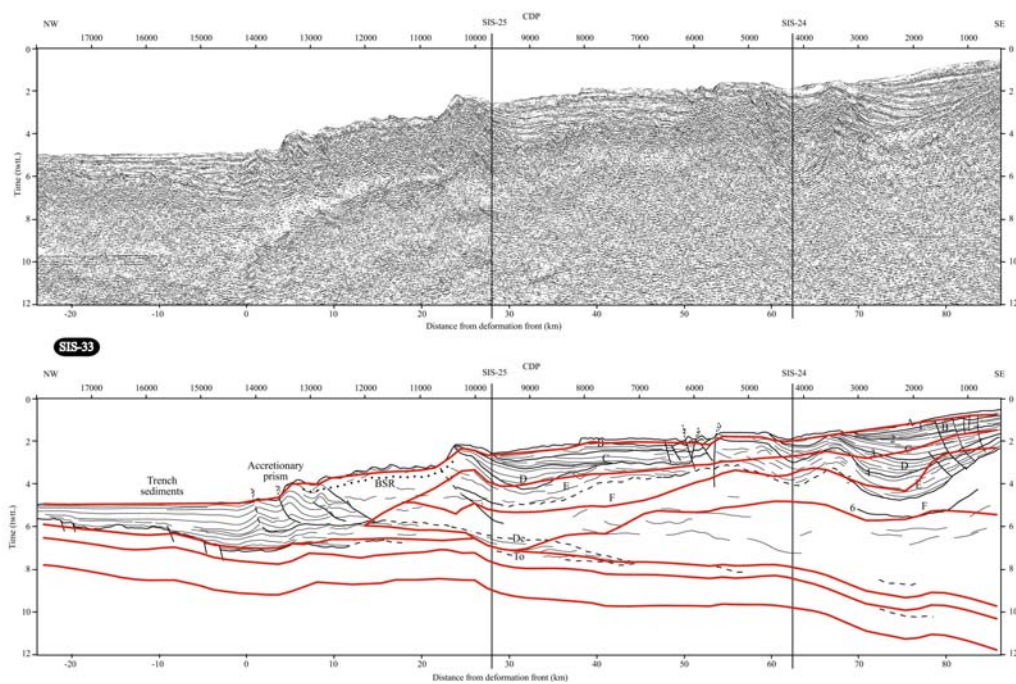


FIG. 6.20 – (*Above*) Stack time for MCS profile SIS-33. (*Bellow*) Line drawings for MCS profile SIS-33. Overlain (in red) are the boundaries for the velocity model for WA profile SIS-29 (figure 6.22).

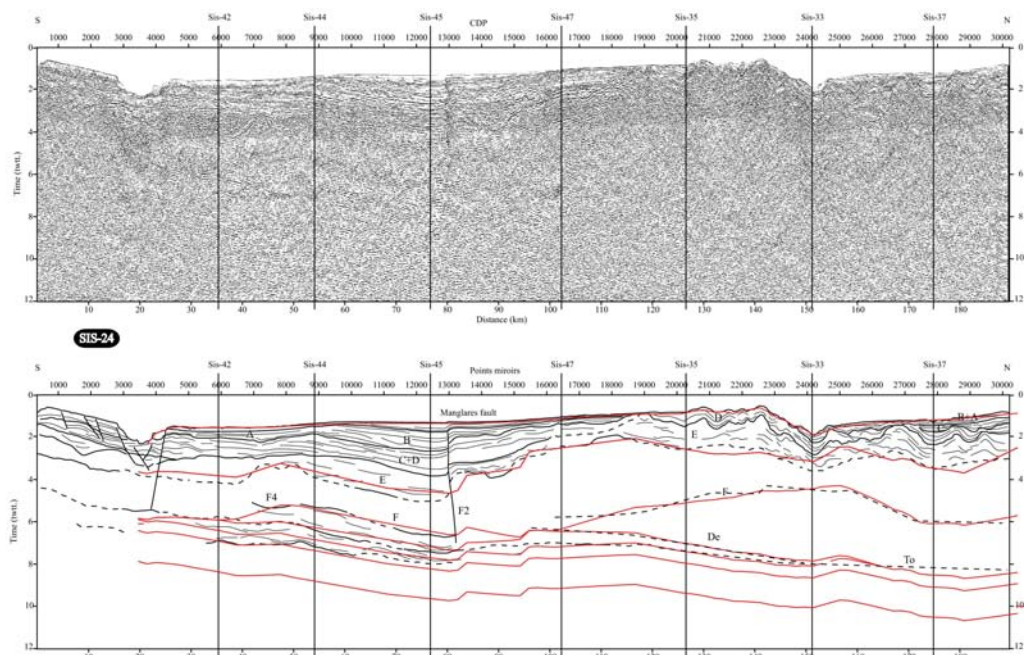


FIG. 6.21 – (*Above*) Stack time for MCS profile SIS-24. (*Bellow*) Line drawings for MCS profile SIS-24. Overlain (in red) are the boundaries for the velocity model for WA profile SIS-26 (figure 6.23).

6.3.6 Wide angle Models

Modelling procédure

A priori information for modeling came from a previous low resolution velocity model [Meissner et al., 1976] and the coincident MCS reflection profile SIS-33, displayed in time. However, this information was used more as a qualitative guideline because their low resolution in velocity information. A preliminary phases classification was made, based only on apparent velocities, and relating arrivals with similar velocities in different OBS. First arrivals were then picked in all OBS record sections. Picking was performed in vertical component, to insure continuity with the land station and taking into account only P wave propagation. Identification of far offset and secondary arrivals was more difficult because the structural complexity of margin, which produce abundant reflexions and diffractions. Picking uncertainties were estimated by inspection on seismic raw records for each phase as approximately half its dominant period and taking into account its signal-to-noise ratio.

The OBS data were modeled using a combined inversion and forward modeling scheme [Zelt and Smith, 1992]. The scheme uses as model a layered velocity structure, parametrized by layer boundaries nodes and layer velocity points. First, the water layer with velocity 1.5 km s^{-1} , was defined using the bathymetric profile. Afterwards, layer stripping or 'across-and-down' approach was applied, so that the model was developed using initially the phases that determine shallow structures before continuing progressively to deeper layers progressively [Zelt, 1999]. This approach is well adapted for modeling complex structures such as convergent margins [Christeson et al., 1999]. Forward modeling of each layer allowed us to adjust phase identification and to provide ray coverage for all the observed arrivals. The algorithm also includes a damped least squares inversion over selected parameters. Simultaneous inversion for velocity and boundary geometry of each layer was performed. When bottom reflections were identified, reflection and refraction arrivals were used in the inversion process. A description of model follows.

incoming/underthrust sediments

In profile SIS-29, westward of deformation front (between $x=0 \text{ km}$ and $x=30 \text{ km}$, figure 6.22) a clear refraction arrival (P_1) breaks from the water wave. It propagates within a wedge shaped trench sediments layer with velocities of $1.8\text{-}2.1 \text{ km s}^{-1}$. Incoming sediments thickness is almost 0.4 km at west to 2.0 km bellow the deformation front. This sediments are characterized by an almost constant velocity gradient with an average value of $0.15 \text{ km s}^{-1}\text{km}^{-1}$. Presence of low-velocity underthrust sediments in the subduction channel underlying the margin toe (between $x=45 \text{ km}$ and $x=60 \text{ km}$, figure 6.22) was suggested by (1) A short, but significant, shadow zone in OBS 3,4,5,11 (figure 6.24) which corresponds to rays deflected by a low velocity zone (2) During modelling, we notice arrivals in advance for deeper layers (e.g. P_c , P_mP), at the front of the margin. Geometry/velocity ambiguity allows two main explanations for these early arrivals : (a) Either they features deeper boundaries for the margin layers, (b) or they reveal a low

6.3 Investigating the nature of the seismological asperity of the 1979 Tumaco (Colombia) Earthquake

165

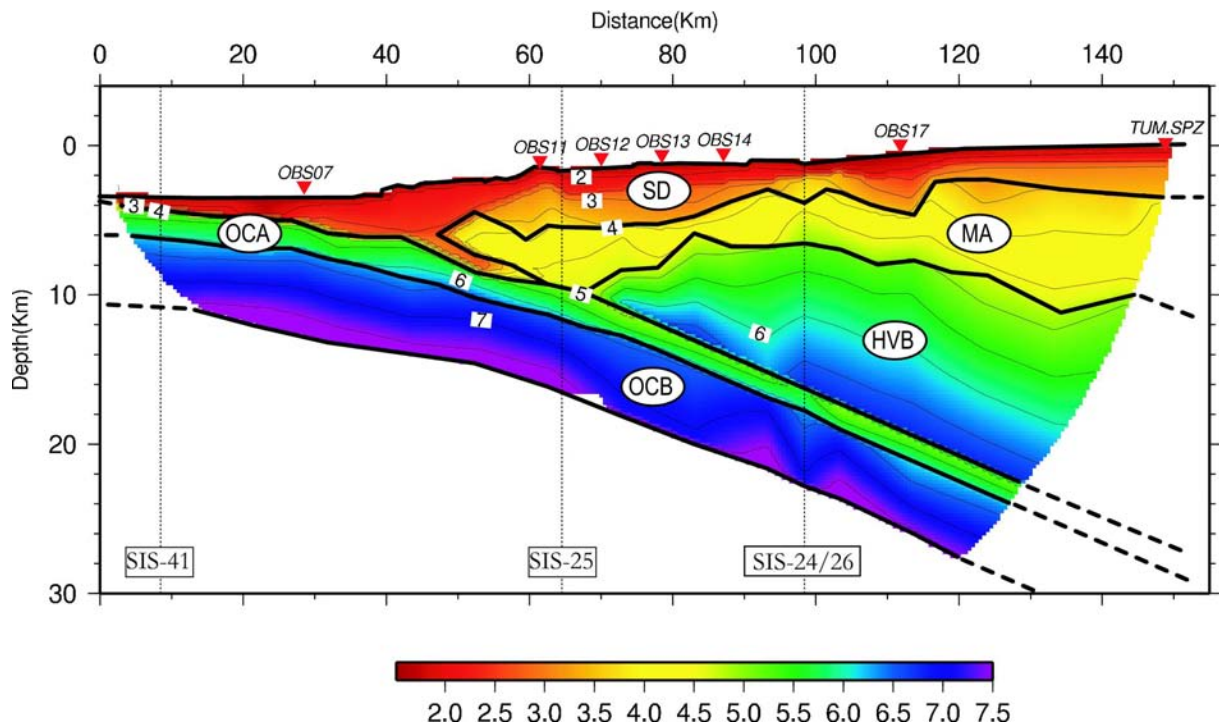


FIG. 6.22 – Crustal model for dip line SIS-29. A total of 11 OBS (5 had no useful data) and one seismological land station were deployed. Shooting extended from 0 – 123 km. SD : sedimentary cover, MA : continental margin basement, HVB : High velocity body, OCA : Oceanic crust layer A, OCB : Oceanic crust layer B.

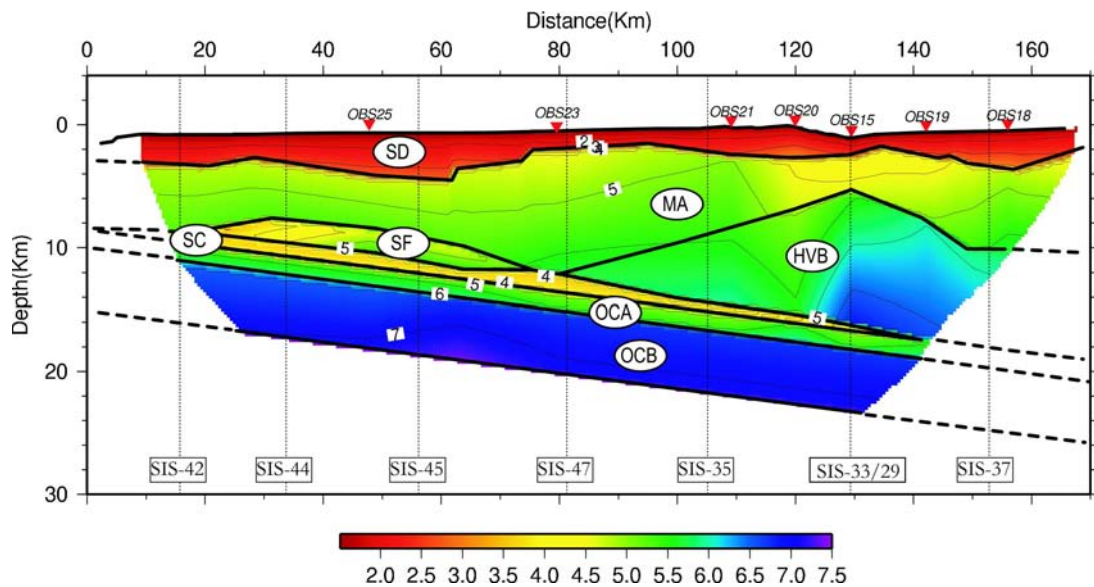


FIG. 6.23 – Crustal model for strike line SIS-24. A total of 9 OBS (2 had no useful data) were deployed. Shooting extended from 0 – 167 km. SC : Subduction channel. Remainder layers follow notation given in figure 6.22

Arrival	Type	Reduced velocity	Interpretation
P1	Refracted	~ 2 km/s	Sedimentary cover
Pg1	Refracted	~ 4.5 km/s	Refracted in basement
Pg2	Refracted	~ 6.0 km/s	Refracted in HVB
PcA	Refracted	$\sim 4.5 - 5.5$ km/s	Layer A oceanic crust
Pc	Refracted	~ 6.0 km/s	Layer B oceanic crust
Pn	Head-wave	~ 7.0 km/s	along Moho discontinuity
P1P	Reflected	-	Reflected at basement top
R1	Reflected	-	Reflected at basement bottom
R2	Reflected	-	Reflected at HVB top
R3	Reflected	-	Reflected at top of oceanic crust
PmP	Reflected	-	Reflected at Moho

TAB. 6.3 – Arrivals for lines SIS-26 and SIS-29

velocity sedimentary layer beneath the margin basement. The first explanation has the inconvenient that calculated margin rays (Pg2) are extend further than the offset of observed arrivals times. (3) Qualitative interprétation derived from MCS coincident profile indicate that the top of oceanic crust and base of margin form two continuous reflectors, separated by a group of layered reflectors, interpreted as sediments in the subduction channel (figure 6.20). Therefore, underthrust sediments were modeled as a layer of velocity $2.50\text{-}3.00 \text{ km s}^{-1}$ and a maximum thickness of 0.8 km .

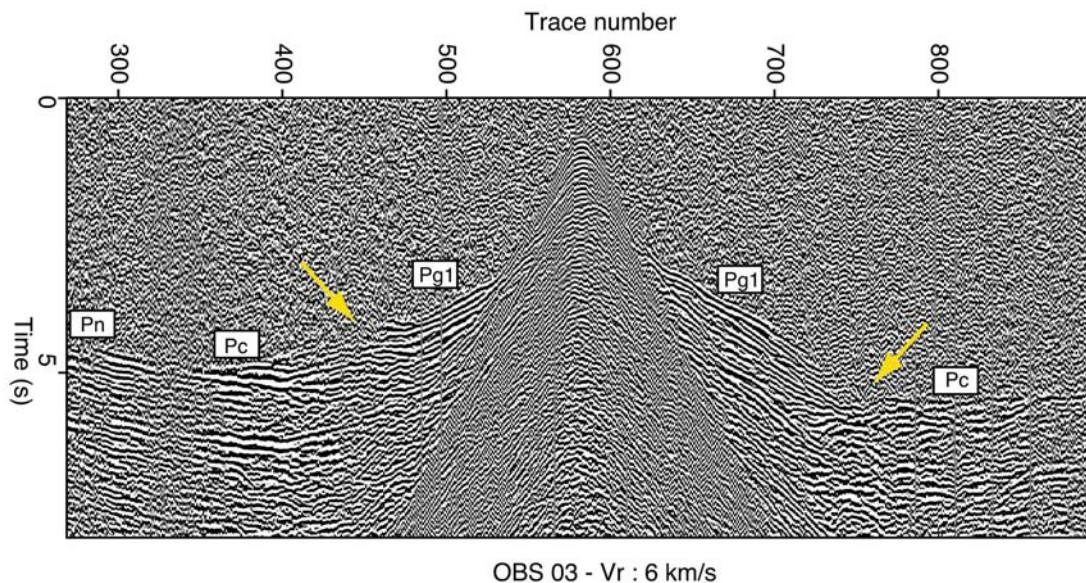


FIG. 6.24 – Record section for OBS03. Shadow zone between arrivals Pg1 and Pc is marked, interpreted as a low velocity zone centered about the underthrust sediments in the subduction channel underlying the margin toe

Margin sediments

In profile SIS-29, beneath of the lower margin (between $x=30$ and $x=60$ km, figure), a 4.0 km wedge with low velocities ($2.0\text{--}2.4\text{ km s}^{-1}$) was interpreted from MCS data as an accretionary prism (figure 6.20). The middle part of the profile SIS-29 (between $x=60$ km and $x=100$ km, figure) shows the margin to be covered by a 1.0-1.5 km thick layer of sediments, constrained additionally by an arrival reflected at its base (P1P). This layer thins eastwards and reaches a minimum thickness of 0.6 km at $x=100$ km (figure 6.22). This layer is underlain by consolidated margin sediments, with velocities ($2.8\text{--}3.2\text{ km s}^{-1}$). Basement top deepens between $x=100$ and $x=115$ km in the forearc basin. Basin maximum depth is 4.1 km, and presents an asymmetrical geometry with an eastern flank steeper than this west flank.

Sedimentary cover in profile SIS-26 can be divided in two zones : (1) From $x=0$ to $x=60$ km sediments layer thicken northwards ($\Delta z=1.5$ at $x=0$ and $\Delta z=3.0$ at $x=60$) and velocity ranges from $1.7\text{--}2.8\text{ km s}^{-1}$ at low gradient, (2) From $x=60$ to $x=170$ km, where sediment layer is thinner (thickness ranging between 0.8-3.0 km). The two zones are separated by an abrupt topographical relief at $x=60$ km, interpreted as a major crustal fault (Manglares fault [Collot et al., 2004]). This fault is clearly identified in some record sections.

Top basement

At $x=50$ km an horizontal velocity contrast from $2.0\text{--}2.7\text{ km s}^{-1}$ to $3.5\text{--}4.5\text{ km s}^{-1}$ indicates the change from accretionary prism sediments to basement materials. A refracted arrival (P_{bas}) that propagates within basement is clearly recorded in all the instruments along the margin. Basement velocities range between $4.0\text{--}6.9\text{ km s}^{-1}$. There were recorded some reflections at the base of basement ($P_{bas}P$), that constrained its geometry. Basement is thicker eastwards...

Lower basement : high velocity anomaly

Lines SIS-24 and SIS-26 (figures) show a 10-km-thick, high (6-7 km/s) P-wave velocity basement body, bounded by velocity discontinuities at its base (R2) and top (R1). The body extends landward for over 60 km (Fig. 13) and is limited southward near OBS 21 (Fig.14). Its southern boundary coincides with that of the 1979 seismic asperity (Fig.10)

Oceanic crust

We divided oceanic arrivals in two phases recorded clearly only in the two stations located near the seaward end of profile. Some oceanic crust arrivals were interpreted in the margin OBSs, but with a higher level of uncertainty. From this data a first phase (P_{OC1}) was modeled as a lower velocity, high gradient upper layer and a second phase (P_{OC2}) was modeled as a higher velocity, low-gradient lower layer. Velocities and thickness

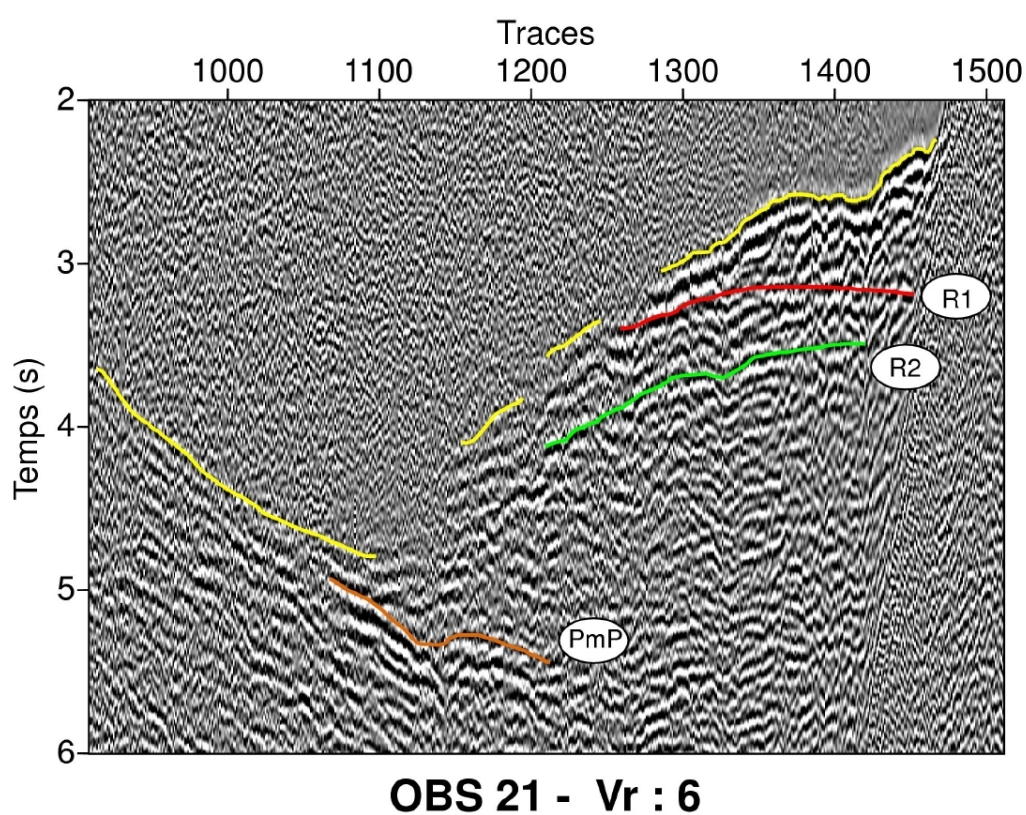


FIG. 6.25 – Seismic data from OBS 21 on line SIS-26 showing reflected phases from the Moho of the downgoing plate (PmP), reflected phases R1 (intra-margin) and R2 (plate interface). Refracted arrivals in yellow. Vr is LMO velocity reduction in km/s.

of oceanic crust are well constrained only in the western end of profile. There the upper layer in oceanic crust was modeled as ~ 2 km thick with velocities ranging from 5.2-6.2 km s⁻¹. Lower layer of oceanic crust was modeled as ~ 5 Km thick layer with velocities 6.2-7.6 km s⁻¹. Boundary between this two layers was not a velocity, but a gradient discontinuity. This results are consistent with previous studies in young Pacific oceanic crust [White et al., 1992].

Moho geometry

Reflections at the base of oceanic crust (PmP) and a head wave propagating along Moho discontinuity (Pn) constrained Moho depth and subsequently subduction dip angle (β). However, Moho was the deepest studied structure being very sensitive to velocities in overlying layers. PmP arrivals were clearly identified on every instrument, except in OBS 17 which presents the lower signal to noise ratio for large offsets. Pn arrivals are weak but trace-to-trace coherency allowed their identification. Pn arrivals propagated following a west to east direction were more easily identified, because their path did not crossed the margin complex structure. The bending of subduction plate is clearly displayed in the model, showing a Moho dip angle ranging from $\beta \approx 4.5^\circ$ at offset $x=30$ km to $\beta \approx 11^\circ$ at $x=120$ km. In spite of the few rays propagated in mantle, mantle velocity was estimated in ~ 7.8 km s⁻¹, this value is consistent with P-wave velocities in upper mantle estimated for this region in previous models [Kennett et al., 1995, Bijwaard et al., 1998, Taboada et al., 2000].

	Arrivals	Points	RMS (s)	χ^2
1	P1	338	0.070	0.494
2	Pg1	1221	0.129	1.676
4	Pg2	416	0.157	2.478
5	Pc	154	0.159	2.544
7	Pn	149	0.135	1.827
10	R1	42	0.076	0.589
11	R2	483	0.164	2.688
12	R3	402	0.120	1.455
13	PmP	512	0.186	3.451
TOTAL		3717	0.43	2.036

TAB. 6.4 – Arrivals error for profile SIS-26.

6.3.7 Discussion

Interplate coupling

A simple approach to give account of the effect of velocity anomaly on the seismic coupling is to estimate the lithostatic pressure on interplate contact, using a velocity-density relationship (e.g. [Gardner et al., 1974]). Because seismic line SIS-24 is not per-

	Arrivals	Points	RMS (s)	χ^2
1	P1	292	0.064	0.480
2	Pg1	891	0.153	2.885
5	Pc	446	0.098	0.807
7	Pn	303	0.174	2.626
10	R1	138	0.101	0.865
11	R2	179	0.119	1.529
12	R3	49	0.070	1.268
13	PmP	399	0.147	1.782
TOTAL		3208	0.127	2.801

TAB. 6.5 – Arrivals error for profile SIS-29.

fectly perpendicular to the dip direction of the interplate contact plane, interplate geometry has an apparent slope angle (figure 6.23). To take into account this geometrical effect we have calculated the lithostatic pressure on interplate contact for a homogeneous media with density $\bar{\rho}$, being the average density above the interplate contact. The anomaly of lithostatic pressure $\rho gh(x)$ (g is the gravitational acceleration and $h(x)$ the height of the column from sea surface to the interplate contact at distance x) with respect to the average lithostatic pressure $\bar{\rho} gh(x)$ is presented in figure 6.26. We can observe that lithostatic pressure is ~ 30 MPa higher at the base of HVB (i.e. in the seismological asperity zone) than in the rest of the interplate contact. If friction coefficient were constant along the interplate contact that would indicate that high interplate friction is concentrated at the base of HVB. Frictional models of subduction mechanics have proposed that seismic coupling depends mainly on the normal stress [Scholz and Small, 1997, Scholz and Campos, 1995]. Therefore, higher lithostatic pressure would be related to high values of seismic coupling coefficient ($\chi \sim 1$) (and also to high values of friction). Additional evidence supporting a high interplate coupling come from the change in tectonic regime above HVB. Interpretation of MCS profiles (SIS-35, SIS-33, SIS-37 see figure 6.19) indicates that the basement top and sedimentary cover near the margin outer high, are subject to strong tectonic shortening expressed in folds and thrust [Collot et al., 2004]. This deformation is absent southwards (profiles SIS-47, SIS-45, SIS-44, SIS-42) and northwards (profiles SIS-39, SIS-40) of the seismological asperity zone [Marcaillou, 2003]. Furthermore, WA velocity model SIS-24 (figure 6.23) shows a significant difference in the type of materials laying immediately above the subduction channel. In the southern half, top of the subduction channel is in contact with low velocity materials of layer SF. In the northern half, it is in contact with high velocity materials of HVB. That could suggest that friction coefficient along the interplate contact would be higher below HVB, increasing even more the friction in this zone.

Nature of the velocity anomaly

Subducting plate relief play a major role in controlling the seismic coupling [Bilek et al., 2003, Scholz and Small, 1997]. However, we consider very unlikely that HVB is related to a sub-

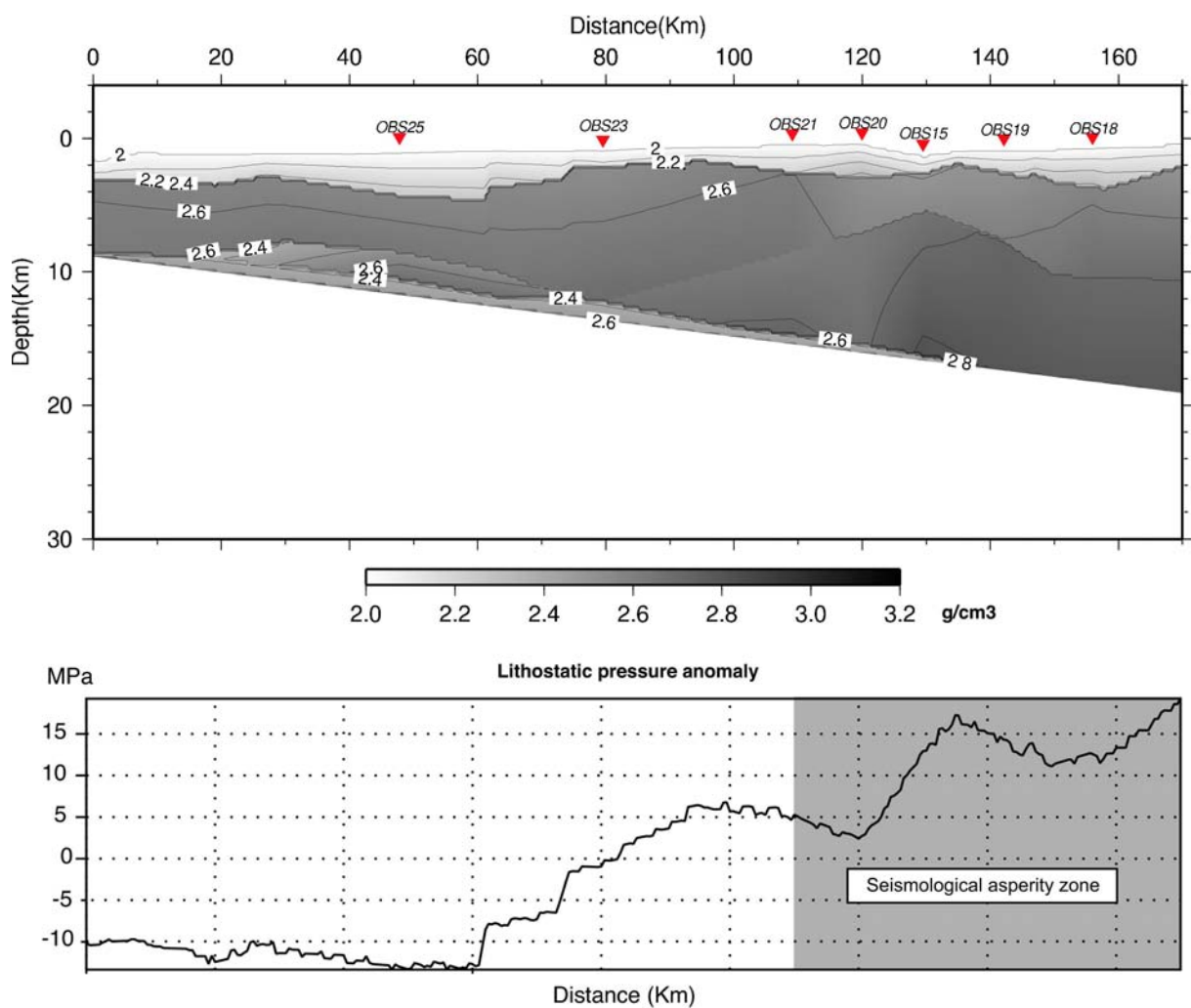


FIG. 6.26 – (Above) Density for line SIS-24 obtained from the velocity-density relationship of [Gardner et al., 1974]. (Below) Lithostatic pressure anomaly on interplate contact.

ducting plate feature. First, HVB is almost 10 km thick, what is huge for a subducting relief. HVB is located ~ 80 km west of the deformation front that, for a convergence rate of 55 mm/yr, implies around 1.5 My of subduction. If a ~ 10 km height relief were subducted so recently, one would expect a clear deformation trail on margin materials. However, bathymetry does not have an indication of a big subducted seamount trail (figure 6.19). Second, PmP and Pn arrivals show no evidence of a bending in Moho discontinuity below HVB, that would be necessary to isostatically compensate a relief anomaly. Finally, R2 arrival is reflected on the base of HVB, along a reflector geometrically colinear with the interplate contact, suggesting that HVB is separated by a interface (discontinuity) from the subducting plate. These observations support the idea that the HVB is associated to the upper plate.

Geochemical and petrological studies [Spadea and Espinoza, 1996, Kerr et al., 1996a, Kerr et al., 1996b, Arndt et al., 1997], surface geology mapping [Arango and Ponce, 1982, Ingeominas, 1988], gravimetry data surveys [Case et al., 1973, Kellogg et al., 1991], seismic profiles [Marcaillou, 2003] and petroleum exploration drilling [Ojeda and Calife, 1987, Ecopetrol, 1992] have indicated that a series of mesozoic terranes of oceanic affinity, which outcrops in Gorgona Island and the Western Cordillera of Colombia, extend throughout the region thus forming the basement of Tumaco basin [Goossens et al., 1977, Bourgois et al., 1982, Nivia, 1987, Kerr et al., 1997]. Currently, controversy remains about its origin and tectonic history, in spite of the increasing evidence linking these materials with the Caribbean plateau and the Galapagos hotspot activity. In Gorgona Island, geochemistry has shown two different mantle sources interpreted as the trace of Farallon-Nazca ridge and the Galapagos hot spot interaction. They have been dated as 88 My old [Kerr et al., 1996b, ?]. This all set of data indicate the SW Colombia margin basement consist of a set of heterogenous oceanic terranes. HVB P-wave velocities range (4.5-6.3 km/s) is similar to velocities interpreted from refraction surveys in the Nicoya complex [Christeson et al., 1999], Kerguelen Islands [Charvis et al., 1995] and laboratory measurement on samples from the Mariana forearc [Ballotti et al., 1992] supporting its interpretation as oceanic affinity materials.

6.3.8 Conclusions

A 10-km-thick, high (6-7 km/s) P-wave velocity basement body is modeled, bounded by velocity discontinuities at its base and top. Its southern boundary coincides with that of the 1979 seismic asperity. In addition to the high-velocity body, bathymetric and MCS data show that the area of the seismic asperity coincides with crustal shortening supporting a relatively strong interplate mechanical coupling. The origin for this high-velocity body is likely related to a crustal heterogeneity inherited from past accretion of oceanic terranes that form the margin wedge.

Conclusions générales

La zone de subduction d'Equateur-Colombie est restée peu étudiée jusqu'à ce que deux campagnes de géophysique marine récentes ont été réalisées : la campagne SISTEUR (septembre-octobre, 2000) au cours de laquelle 73 profils de *sismique réflexion multitrace (SMT)* et 9 profils de *sismique réflexion/réfraction grand-angle (SGA)* ont été acquis, et la campagne SALIERI (août, 2001) qui a permis de collecter 6 profils SGA additionnels.

Mon travail de thèse s'est proposé d'exploiter l'information véhiculée par ces données (SMT et SGA) via l'application de méthodes non-conventionnelles développées récemment telle que la migration/inversion en profondeur (imagerie quantitative) qui permet notamment d'obtenir une image structurale bien contrainte de la zone superficielle jusqu'à des profondeurs plus importantes (≈ 25 km). Cette méthode exploite toute la richesse contenue dans les sismogrammes (i.e. les variations d'amplitude des ondes) et permet ainsi d'extraire des informations sur la géométrie et les paramètres physiques du milieu (vitesses de propagation des ondes sismiques, densité, atténuation, etc) pour des cibles géologiques complexes tant d'un point de vue structural (e.g. fortes variations latérales) que rhéologique (i.e. changements brusques des vitesses sismiques). J'ai effectué une imagerie à trois niveaux : (a) l'imagerie de la zone superficielle (0-2 km), où l'objet géologique d'intérêt est le BSR. (b) La zone intermédiaire (2-10 km), où l'on s'intéresse au chenal de subduction et plus particulièrement au décollement interplaque. (c) La zone profonde (10-30 km) où j'étudie la zone sismogène. Pour chacun de ces niveaux, j'ai étudié la structure, les propriétés physiques et les processus géodynamiques des cibles d'intérêt via l'application d'outils existants et le développement d'outils adaptés à la problématique géologique spécifique. Ici, je rappellerai les résultats méthodologiques principaux et par la suite les résultats méthodologiques principaux et les conclusions de leurs applications.

Outils mis en œuvre

Mon travail de thèse s'inscrit dans la continuité des travaux d'imagerie sismique en profondeur développés à l'Ecole des Mines de Paris [Lambaré et al., 1992, Thierry, 1997, Operto et al., 2000]. Ces travaux m'ont permis de bénéficier d'un certain nombre de codes que j'ai pu adapter pour l'étude d'une zone de subduction. Trois nouveaux outils ont été développés au cours de ma thèse pour compléter la séquence de traitement sismique déjà existante : (1) une méthode de correction du modèle de vitesse de référence ; (2) une méthode de modélisation des traces migrées (post-traitement de l'image migrée) qui permet d'extraire les variations de vitesse à petite échelle ; (3) une stratégie simple pour

intégrer l'information des données SMT et SGA afin d'obtenir une image fiable dès la surface jusqu'à 25 km de profondeur.

(1) **La correction du modèle de vitesse de référence** est basée sur la quantification et la correction de l'erreur d'estimation du macro-modèle de vitesse à partir de la courbure des panneaux iso-X [Al-Yahya, 1989]. Cette technique a été validée sur un exemple synthétique et elle a montré son efficacité lors des applications aux données réelles pour la correction des vitesses des niveaux intermédiaires et profonds.

(2) **Le post-traitement de l'image migrée** qui exploite l'information des amplitudes préservées contenues dans les traces migrées. Pour prendre en compte les effets de bande passante limitée de la source sur l'image migrée, une procédure de "déconvolution" en cinq étapes a été implémentée : 1) calibration de l'image migrée, (2) estimation de la source, (3) génération aléatoire des modèles impulsionsnels du sous-sol (paramétrisation), (4) modélisation de l'image migrée par convolution des modèles impulsionsnels avec le signal source (problème direct : génération des traces "calculées"), (5) minimisation de la fonction coût mesurant l'écart entre les traces migrées "observées" et les traces "calculées" via la méthode d'inversion globale de recuit simulé (VFSA en anglais "Very Fast Simulated Annealing").

(3) **Combinaison de l'information des données SMT et SGA.** Pour expliquer simultanément les arrivées de la SMT et de la SGA, un modèle de vitesse *mixte* est construit en utilisant, dans sa partie superficielle, l'information des vitesses provenant de la migration/inversion et, dans sa partie profonde, celles provenant de la tomographie des temps de premières arrivées de la SGA. Une zone intermédiaire de transition est construite en pondérant les deux modèles de vitesse. L'information des temps à incidence normale pour les réflecteurs principaux permet d'affiner le modèle de vitesse via la construction d'un modèle à couches (*blocky*). Une inversion conjointe modifie la géométrie et les vitesses de ce modèle pour obtenir un modèle de vitesse "optimal" qui vérifie à la fois les arrivées de la SMT et de la SGA. On obtient ainsi une image migrée, permettant de mieux identifier les réflecteurs superficiels et profonds et de mieux contraindre leur géométrie et leur vitesse.

Applications

Imagerie de la zone superficielle. La modélisation d'un segment, long de 400 m, du BSR sur le profil SIS-40 a suggéré que les variations d'amplitude du réflecteur BSR sont essentiellement liés à la proportion de gaz libre sous la couche d'hydrates [Ribodetti et al., 2003]. Les hydrates correspondent à une augmentation de ~ 100 m/s de la vitesse des ondes P (vitesse totale ~ 1700 m/s). Par contre, la présence du gaz a comme conséquence une chute de vitesse des ondes P jusqu'à ~ 50 m/s (vitesse totale 1400 m/s). D'après la modélisation la couche d'hydrates a une épaisseur qui varie entre ~ 50 et 80 m, tandis que le gaz piégé à la base des hydrates forme une zone plus fine : entre ~ 30 et 50 m d'épaisseur.

Imagerie de la zone intermédiaire. La cible géologique choisie est le chenal de subduction du profil SIS-72. Les deux réflecteurs étudiés sont le décollement interplaque, qui constitue la limite supérieure du chenal de subduction, et le toit de la croûte océanique,

correspondant à sa limite inférieure. Le modèle impulsif optimal calculé pour le décollement, montre des variations latérales importantes. Dans ce modèle, le décollement correspond en général à une anomalie de vitesse négative ($\delta v \sim 80$ m/s) limitée au toit par une perturbation de vitesse négative et à la base par une perturbation de vitesse positive. Cependant, dans certaines zones, la perturbation au toit est pratiquement nulle. L'épaisseur du décollement, estimée entre 40 et 70 m, s'accroît vers le continent.

Imagerie zone profonde. J'ai voulu combiner le savoir-faire acquis pour l'estimation des vitesses à grande-échelle à partir des données SGA, avec le savoir-faire acquis pour obtenir une image migrée en profondeur fiable à partir des données SMT, afin d'intégrer toute l'information complémentaire qui est fournie par les deux types de données. Pour le profil SIS-44, des données SMT et SGA ont été collectées. Un modèle de vitesse de référence expliquant les arrivées de la SMT et de la SGA a été construit ("blocky-lissé"). A partir de ce modèle, une image migrée jusqu'à 25 km de profondeur a été obtenue. Une zone de *splay fault*, qui apparaissait de manière douteuse sur l'image migrée en temps, a mieux été identifiée, sur l'image migrée. Cette zone, large de $\sim 2-3$ km, est limitée par des réflecteurs à vergence océanique qui coïncident avec une inversion de vitesses (~ 1 km/s). Ces résultats confirment la validité du modèle de rupture proposé par [Collot et al., 2004]. De plus, la géométrie du contact interplaque et du Moho a mieux été contrainte, en permettant à la fois d'affiner les modèles thermiques et de mieux positionner la limite supérieure de la zone sismogène.

Je me suis également intéressé à l'estimation des vitesses à grande-échelle exclusivement à partir des données SGA, pour l'étude de l'aspérité sismologique située à des profondeurs plus importantes. Sur les profils SIS-24 et SIS-26, une anomalie de vitesse (~ 6.5 km/s) a été mise en évidence dans la zone de l'aspérité sismologique du séisme de 1979. Cette anomalie, limitée à son toit et à sa base par des réflexions, est vraisemblablement associée à la présence de matériaux d'affinité océanique accretés contre la marge.

Perspectives d'applications

Imagerie de la zone superficielle. Lors de l'application du post-traitement de l'image migrée (profil SIS-40), au début de ma thèse, je ne disposais pas encore du code "automatique" permettant d'obtenir une distribution 2D des vitesses sismiques à une échelle fine. Ce code a été développé et validé pour l'étude du chenal de subduction et pourra être appliqué, d'une part, pour obtenir une distribution 2D des variations de vitesse au niveau du BSR, et d'autre part pour quantifier les volumes de gaz piégé sous la couche d'hydrates. L'une des thématiques que je tiens à aborder dans le futur concerne l'étude de l'influence du BSR sur les phénomènes d'instabilité susceptibles d'affecter la pente sous-marine. J'ai entamé l'analyse de ce phénomène sur le profil SIS-54, où sous une pente d'environ 13° on peut identifier clairement un BSR ainsi qu'une masse glissée à la base de la pente. Le post-traitement de l'image migrée pourra apporter des éléments de réponse pour mieux comprendre la relation de "cause à effet" entre le BSR et les phénomènes d'instabilité gravitaire. A titre d'exemple, le post-traitement de l'image migrée a également donné des résultats intéressants pour l'étude d'un gros glissement sous-marin en Nouvelle

Zélande.

Imagerie de la zone intermédiaire L'algorithme de migration/inversion présenté par [Jin et al., 1992] se base sur une procédure itérative quasi-newtonienne pour résoudre le problème inverse. Pour toutes les applications présentées dans cette thèse j'ai utilisé une seule itération, en raison du gros volume des données à gérer. Cependant, l'application de plusieurs itérations pourrait améliorer les amplitudes des réflecteurs, ce qui est particulièrement avantageux dans les zones intermédiaire et profonde [?].

Imagerie zone profonde. Les zones à structure complexe présentent généralement l'effet de la triplication des rais et des zones avec des caustiques. Une version de l'algorithme de migration/inversion qui prend en compte les arrivées multiples, a été développé et vérifié sur des modèles de vitesse numériques [Operto et al., 2000, Xu and Lambaré, 2004, Xu et al., 2004]. Dans les zones complexes, la prise en compte des arrivées multiples permet d'améliorer l'estimation des amplitudes.

Dans le chapitre 6 j'ai illustré les résultats obtenus pour l'étude de la zone d'aspérité sismologique du séisme de 1979. Dans cette thèse j'ai abordé l'imagerie de la structure à grande échelle de la zone d'aspérité qui est caractérisée par une forte déformation de la marge. Cette structure complexe génère une forte atténuation des ondes sismiques en rendant difficile l'imagerie des niveaux profonds. Or, sur les mêmes profils des données SMT ont été acquises et l'application de procédures conjointes, comme j'ai illustré sur le profil SIS-44, pourraient s'avérer intéressante pour améliorer les images des zones profondes.

Annexe A

Imaging deep reflectors : Combination of MCS and wide-angle data for a better estimation of the velocity macro-model

W. Agudelo, A. Ribodetti, S. Operto, A. Gailler

European Association of Geoscience Engineering,
66th EAGE Conference & Exhibition, Paris, France, 2004

Summary

In recent years there have been an increasing interest for a better imaging of deep structures in different contexts such as oil reservoir characterization, nuclear residuals stock and natural hazard assessment. We present here a strategy to improve deep reflectors imaging by a ray-based prestack depth migration, through a better constrained velocity macro-model estimation for deep zones. The approach is based on a combination of velocities derived from multichannel seismic reflexion (MCS) and wide angle reflection/refraction data. We illustrate this strategy with a marine case study.

Introduction

One of the most challenging task in exploration seismology is to estimate, with a required level of accuracy, the propagation velocities of seismic waves within the earth. Accurate velocity information is the basis of many processing and interpretation situations. For instance, it is well known that during the depth migration process, errors in the velocity macro-model not only misrepresent the depth of reflectors but also distort their images and modify their amplitudes (a serious restriction to perform quantitative imaging). In most of practical cases, velocity information is obtained entirely from MCS data.

However, the acquisition geometry of MCS, characterized by nearly vertical propagation, represents an inherent limitation to its ability to estimate deep velocities. In contrast, wide-angle reflexion/refraction acquisition geometry allows to record reflected and refracted waves with a much wider range of incident angles and provides better constrained deep velocities. In this work we want to emphasize about the intrinsic limitation of velocity macro-model estimation based on MCS data only. We will aim to demonstrate that wide-angle data is an alternative to improve the accuracy of the deep part of the velocity macro-model and we shall propose a procedure to combine MCS and wide-angle derived velocities to improve depth migration with an application to a marine case study in a geological complex area.

Methodology

To obtain a more confident estimation of the shallow and deep parts of the velocity macro-model based on MCS and wide-angle data, we propose here a procedure subdivided into the following steps :

1. MCS data are used to calculate an initial velocity model called v_{mcs} . (figure 1a) NMO velocities are converted to interval velocities using the Dix Equation. A 2D model is interpolated from the internal velocity-depth function and subsequently smoothed for prestack depth migration in angle domain ([Xu, 2001],[Thierry et al., 1999b]). Many strategies have been developed to correct a velocity model based on prestack depth migration (see [Chauris and Noble, 2001], for a review). We have implemented the method of migration velocity analysis proposed by [Al-Yahya, 1989], which is robust and conceptually simple. As result we obtain an accurate velocity model (and consequently reflectors image) for the shallow part of the target. Velocity estimations based on the curvature of reflectors in common image gathers (CIG) (as in Al-Yahya method) are poorly constrained for depths greater than a specific depth z_{mcs} where only near-vertical reflections are recorded. The depth z_{mcs} depends on the MCS acquisition geometry, and a good approximation is the maximum offset of the streamer.

2. Wide-angle seismic data recorded by Ocean Bottom Seismometers (OBS) are used to perform the inversion of the first arrival travel times using the method proposed by [Korenaga et al., 2000] to obtain a low frequency velocity model v_{wa} . This model contains velocity information for deeper levels than the velocity model derived from MCS data.

3. We build a mixed velocity model composed of three zones (figure 2b) : (1) a shallow area which contains only the velocity information coming from MCS data (v_{mcs}). The thickness of this region is estimated from the CIG and corresponds to the z_{mcs} depth. (2) A transition area where a weighted average between both models v_{mcs} and v_{wa} is taken into account. The thickness of this area was estimated so that no discontinuity is generated within the velocity model. (3) Finally, a deep zone which contains only the velocity information derived from wide-angle data (v_{wa}). This mixed velocity model is also used as input for the prestack depth migration. We have corrected iteratively the shallow and transition areas of the mixed model by the technique of [Al-Yahya, 1989].

4. Consistency between the migrated image in depth and the observed wide-angle

data is verified as follows : the main deep reflectors in the migrated image are picked, to derive a blocky velocity model representing the geometry and velocity of the structure. Then, synthetic travel-times of the reflected arrivals are computed and compared with those observed on the OBS common image gathers (see [Dessa et al., 2004]).

Marine Case Study

This procedure was applied to a 2D marine MCS data set, collected in the Colombia-Ecuador Pacific with a 348 traces streamer and a 45 L source. Wide-angle data was collected by 24 OBS spaced by ~ 5 km and using a 128 L source. CIG show that for depths greater than 5 km, the diffraction angle is always less than 45° (figure 2e-g,2k-m). We have chosen this depth as z_{mcs} for the mixed model. A comparison between the corrected velocity model based only on MCS data (figure 2a) and the mixed model with MCS and wide angle data (figure 2b), shows that deep velocities derived from only MCS data are **underestimated**, and there are local differences in velocity up to 2000 m/s in the deep zone. In spite of this significant velocity differences, the curvature of CIG panels (quantified in the semblance panels figures 2h-j,2n-p), is practically identical for both velocity models, and therefore they are not a criteria for the accuracy of deep velocities. That evidences that **MCS derived velocities are not constrained in the transition and deep zones**. On the contrary wide-angle deep velocities can be constrained through modeling (or inversion) of the observed arrival times, and consequently the position of deep reflectors is better determined. In the migrated images (figures 2c and 2d) we have identified some main deep reflectors. Because MCS deep velocities are underestimated, reflectors are deeper of ~ 1 km in the mixed model. In the mixed model, deep reflectors are more continuous, more easily identified and with a stronger amplitude, possibly because their focusing is improved as a consequence of a less significant curvature over the CIG.

Conclusions

We propose here a strategy that exploit wide-angle seismic data to derive velocities in the deep part of a macro velocity model subsequently used for prestack depth migration. This procedure is currently improved by an iterative correction of geometry and velocity of deep reflectors, using wide-angle data (see [Dessa et al., 2004]).

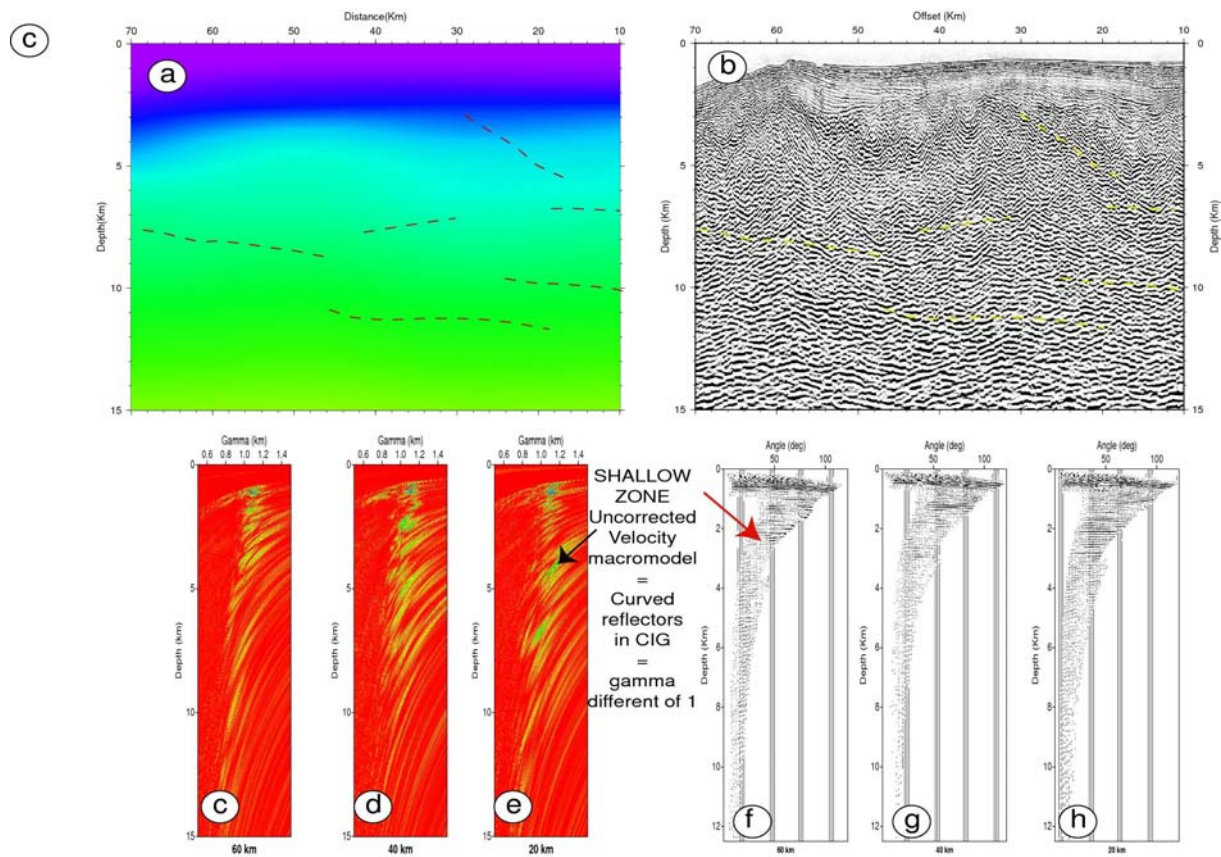


FIG. A.1 – (a) Initial velocity macromodel derived from MCS data only. (b) Prestack depth migrated section derived from model (a). (c-e) CIG panels corresponding to the migrated section (b). (c-e) Semblance panels corresponding to the migrated section (b). (f-h) CIG panels corresponding to the migrated section (b).

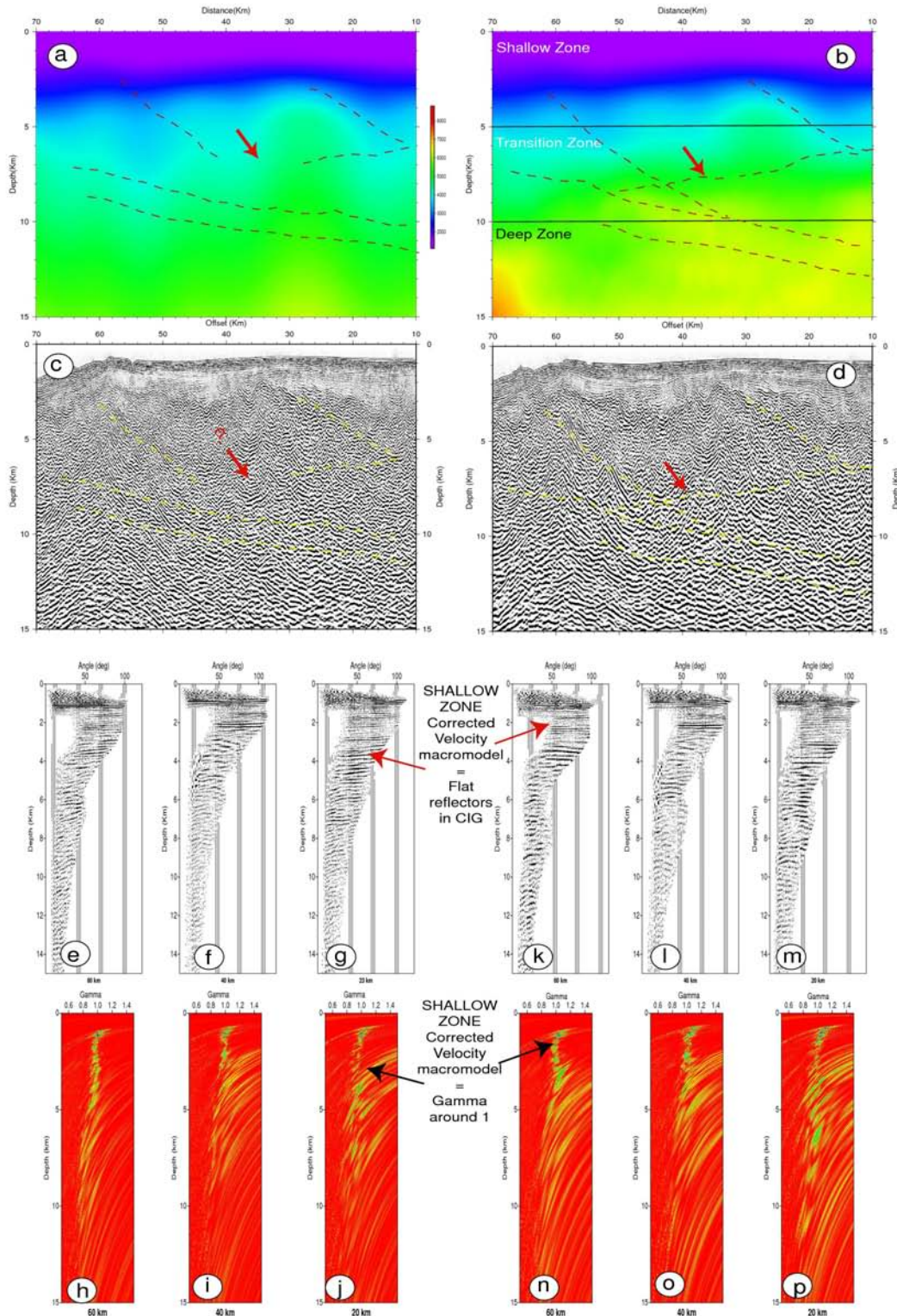


FIG. A.2 – (a) Corrected velocity macromodel derived from MCS data only. (b) corrected velocity macromodel derived from a combination of MCS and wide-angle data. Red dotted lines are the reflectors identified on the migrated section. (c) Prestack depth migrated section derived from model (a). (d) Migrated section derived from model (b). The red arrows point the location of significant differences between the images. (e-g) CIG panels corresponding to the migrated section (c). (h-j) Semblance panels computed from the CIG panels (e-g) (c). (k-m) CIG panels corresponding to the migrated section (d). (n-p) Semblance panels computed from the CIG panels (k-m).

Annexe B

Integrated PSDM and Simulated Annealing optimization for decollement 2D quantitative imaging

W. Agudelo¹, A. Ribodetti¹, S. Operto¹, B. Delouis¹, J.-Y. Collot¹

European Association of Geoscience Engineering,

67th EAGE Conference & Exhibition, Madrid, Spain, 2005

Summary

To analyse the physical properties of seismic reflectors as possible indicators of the presence of fluids, we develop an improvement of our previous work based on conventional preserved amplitude prestack depth migration/inversion (PSDM) coupled with a specific post-processing of the tomographic model. The specific post-processing sequence allows us to : (1) eliminate effects of limited source bandwidth and source-receiver aperture range ; (2) obtain the absolute values of the seismic attributes ; (3) obtain the correct geometry of seismic reflectors reaching the theoretical seismic resolution of the source wavelet. Unlike our previous work, during the post-processing sequence the model space exploration is made automatically via a random search, and optimal models are determined using the very fast simulated annealing algorithm. We present an application to multichannel seismic reflection data to obtain 2-dimensional quantitative imaging of the decollement on a profile located on the Ecuadorian margin. Preliminary results suggest that the decollement corresponds to a layer of a thickness of 80 meters and with a negative velocity perturbation around -50 m/s that can reach locally values down to -150m/s. Along the decollement we can observe regions with a relative velocity decrease due to the variations of the physical properties between the subducted sediments and the overriding plate materials above the decollement. The relative velocity decrease can be probably associated with the change in fluid pressure.

Introduction

In subduction zones, the decollement is a gentle slope fault zone that acts as a mechanical division between the sediments being carried by the subducting plate and the materials of the overriding plate. Multichannel seismic surveys have shown that the decollement is a clear reflector between 3 and 15 km in depth, that generally exhibits an inversion of polarity. Much of the available information has come from seismic reflection data (e.g. ([Bangs et al., 1999]) calibrated by limited in situ (drilling, borehole) data. One important issue is the role of fluids in the formation and mechanical behaviour of the decollement. Numerous studies involving forward modeling and inversion of multichannel seismic reflection data have been carried out to constrain seismic velocity enhancement due to fluids inside and below the decollement and the presence of a low velocity zone associated with fluids in the sediment beneath it (e.g. [Bangs et al., 1999]). However, the small scale velocities inside and below the decollement reservoir are still poorly known. In this work, we design an integrated approach to obtain the small scale velocities around the decollement area. The integrated approach is based on 2 steps : (1) asymptotic waveform inversion ([Thierry et al., 1999b]) to obtain a 2-D quantitative depth model for velocity; (2) an automated post-processing procedure to eliminate the source signature from the tomographic images and to estimate the absolute values of the velocity along the decollement. The processing sequence is an improvement of our previous work ([Ribodetti et al., 2003]).

Methodology

Step (1) : Preserved amplitude prestack depth migration/inversion is performed in angle domain ([Thierry et al., 1999b]) and accuracy of the tomographic model is obtained by iterative correction of the background velocity model ([Al-Yahya, 1989]). Step (2) : Due to the limited source bandwidth and source-receiver aperture range, geological interpretation of the inversion results may be difficult. In order to remove the source signature from the tomographic images and to estimate the absolute values of the seismic attributes, we implemented a specific post-processing sequence of the tomographic model. The post-processing is formulated as an automatic non-linear inverse problem where the data space is composed of several one-dimensional logs extracted for different offset from the depth migrated image. The models space is composed of a family of realistic impulse layered models in depth, parameterized by a limited number of parameters (random velocity amplitude and a random thickness for each layer). These models mimic the logs of the physical model searched. To build the predicted dataset, the tested logs are converted from space to time using the velocity of the background medium and are convolved with the source wavelet. To estimate the source wavelet we use an average of the direct wave. The predicted dataset are computed by convolution of the depth-to-time converted impulse models with the source wavelet and compared with the tomographic models. The inverse problem is solved by a random exploration of the model space for each offset, using the very fast simulating annealing algorithm (VFSA) ([Sen and Stoffa, 1995]).

Application to 2D multichannel seismic reflection data

The real data used for this application has been acquired in the Colombia-Ecuador convergent margin during the SISTEUR cruise. We processed the line 72 located in Gulf of Guayaquil. This data set consists of 1900 shots per line with shot distance of 50 meters and 348 receivers spaced by 12.5 meter. The central frequency of the source is 23 Hz. The pre-processing was applied to preserve as much as possible the amplitude information in the data. The velocity macro-model was estimated by velocity analysis, tranformed with Dix law and then interpolated and smoothed to obtain 2D smooth velocity macro-model. PSDM is applied to obtain two-dimensional quantitative imaging of the decollement. Result is presented in Figure1. We applied the automatic post-processing sequence, described above, to the tomographic model in the area of the decollement (Figure 2). We tested approximately 1500000 models per each log. Results are shown in Figure 2. We can note that different reflectors signatures results in different impulsional model anomalies (e.g. see Figure 2 (a) and (b) at $X=72\text{Km}$ and $X=70\text{ km}$ at reflector T). However, negative velocity perturbation at the decollement (D) is a constant feature for all the resulting best fitting impulsional perturbations. This result is not evident by simple inspection of the tomographic trace. Locally, some spikes are obtained in some of the best fitting logs (Figure 2 (b)); we consider that they are not realistic, and correspond to artifacts of the inversion, associated with the minimum thickness allowed. Negatives perturbations at decollement are due to the variations of the physical properties between the subducted sediments and the overriding plate materials. These perturbations are probably linked to the hydraulic conditions of fluids (and notably the pressure) inside and below the decollement. Present results also suggest that the decollement corresponds to a layer of a thickness of 80 meters and with a negative velocity perturbation around -50 m/s that can reach locally values down to -150m/s. Uncertainties for theses values are being currently investigated by statistical tests.

Conclusions

Velocity model derived by asymptotic waveform inversion conducted on multichannel seismic reflection profile located across the Ecuadorian margin, allowed us to identify variations in the physical properties of the decollement. Integrated approach based on PSDM and on automatic global optimization (VFSA) method to remove the source signature from the tomographic image and to estimate the absolute value of the velocity along the decollement and the top of the oceanic crust was presented. In some area the decollement exhibits relative velocity decrease possibly due to presence of fluids inside and below the decollement. We can conclude that this method could be an useful tool to detect small scales variations of physical properties in seismic reflectors.

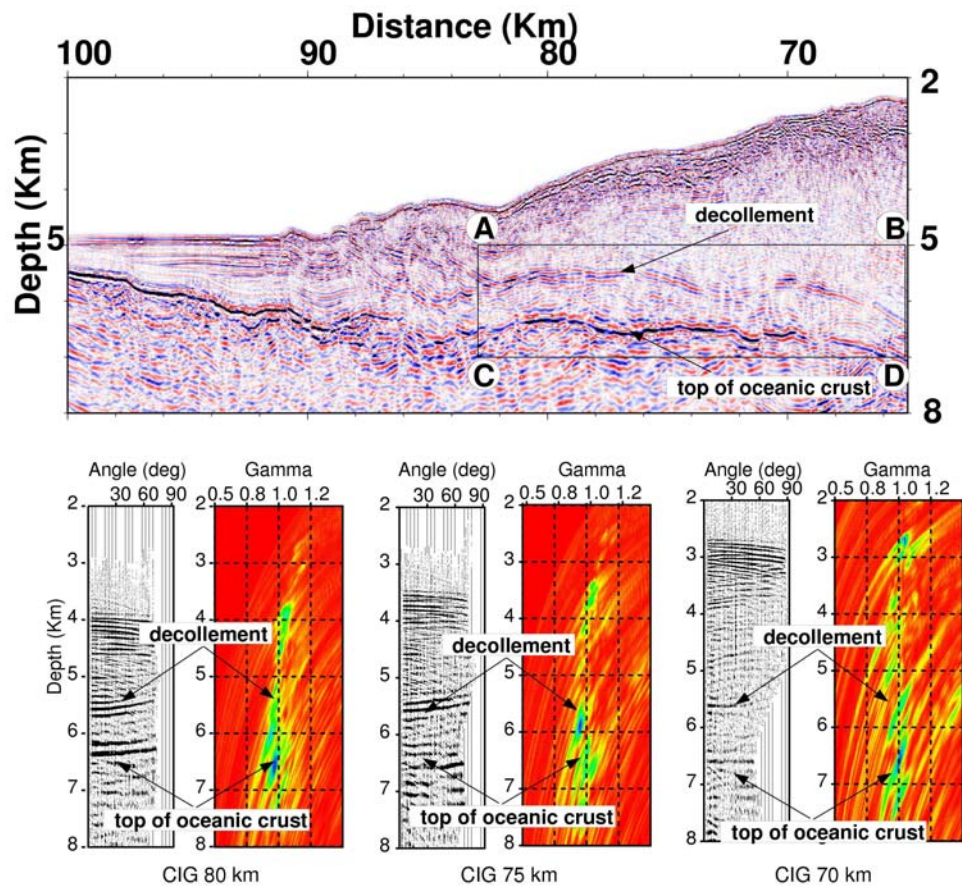


FIG. B.1 – (a) calibrated PSDM image. The box ABCD indicates the region of interest. The decollement and the top of the oceanic crust appear as a strong seismic reflections. (b) CIG panels are quite flat and semblance panels are around 1 in the decollement zone and at the top of the oceanic crust. CIG and semblance panels show that the errors in the velocity macro-model estimation are small.

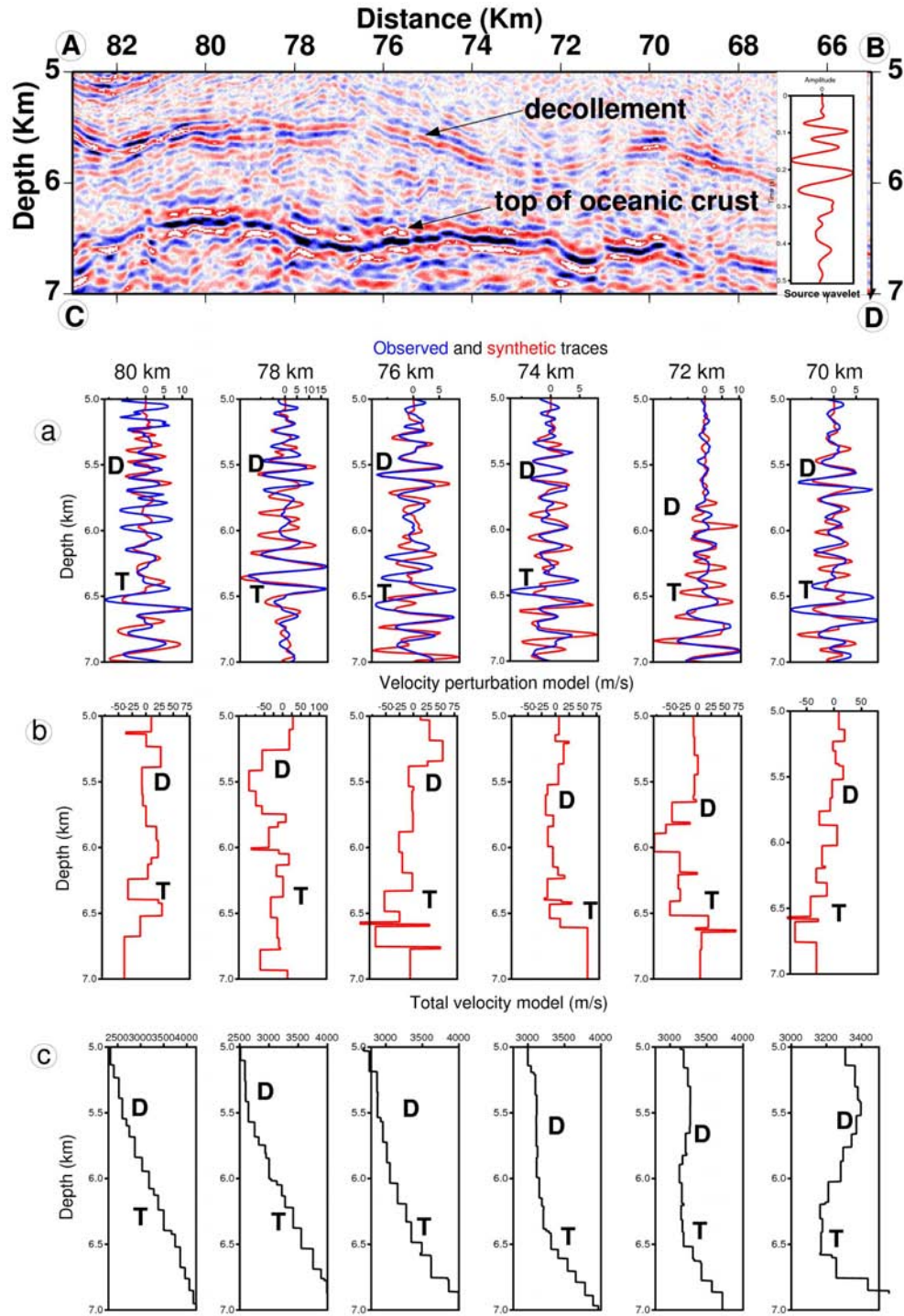


FIG. B.2 – On the top : zoom of the tomographic model and source wavelet (in the boxcar). (a) Tomographic log (blue) is superimposed with the best fitting convolved model (red) at $X=70, 72, 74, 76, 78, 80$ km and shows a good fit at the decollement (D) and at the top of the oceanic crust (T). (b) Best fitting impulsional model for the velocity perturbation in depth (red). Note the negative perturbation associated with the decollement (D). (c) Total velocity model results of the sum between the velocity macro-model log and the best fitting impulsional model. Note a clear velocity inversion at $X=70$ km and $X=72$ km between D and T corresponding to the sediments in the subduction channel.

Bibliographie

- [Agudelo et al., 2005] Agudelo, W., Ribodetti, A., Operto, S., Delouis, B., and Collot, J.-Y. (2005). Integrated psdm and simulated annealing optimization for decollement 2d quantitative imaging. In *EAGE Extended Abstracts*, volume 67, Madrid, Espagne. European Association of Geoscience Engineering.
- [Agudelo et al., 2004] Agudelo, W., Ribodetti, A., Operto, S., and Gailler, A. (2004). Imaging deep reflectors : Combination of mcs and wide-angle data for a better estimation of the velocity macro-model. In *EAGE Extended Abstracts*, volume 66, Paris, France. European Association of Geoscience Engineering.
- [Aki, 1979] Aki, K. (1979). Characterisation of barriers on an earthquake fault. *J. of Geophys. Res.*, 84 :6140–6148.
- [Aki and Richards, 2002] Aki, K. and Richards, P. G. (2002). *Quantitative Seismology 2nd edition*. University Science Books.
- [Al-Yahya, 1989] Al-Yahya, K. (1989). Velocity analysis by iterative profile migration. *Geophysics*, 54 :718–729.
- [Al-Yahya, 1987] Al-Yahya, K. M. (1987). *Velocity analysis by iterative profile migration*. PhD thesis, Stanford University.
- [Arango and Ponce, 1982] Arango, C. and Ponce, M. (1982). Mapa geológico generalizado del departamento de nariño. Instituto Nacional de Investigaciones Geologico Mineras. scale 1 :400,000.
- [Arndt et al., 1997] Arndt, N., Kerr, A., and Tarney, J. (1997). Dynamic melting in plume heads : the formation of gorgona komatiites and basalts. *Earth and Plan. Sci. Let.*, 146 :289–301.
- [Ashi et al., 2001] Ashi, J., Kuramoto, S., S., M., Tsunogai, K., and Kameo, K. (2001). Structure and cold seep of the nankai accretionary prism off kumano. In *Eos Abstracts American Geophysical Union, Fall Meeting 2001*.
- [Avedik et al., 1996] Avedik, F., Hirn, A., Renard, V., Nicolich, R., Olivet, J., and Sachpazi, M. (1996). "single-bubble" marine source offers new perspectives for lithospheric exploration. *Tectonophysics*, 267 :57– 71.
- [Ballotti et al., 1992] Ballotti, D., Christensen, N., and Becker, K. (1992). Seismic properties of serpentinitized peridotite from the mariana forearc. *Proc. ODP, Sci. Results*, 125 :581–584.

- [Bally, 1983] Bally, A., editor (1983). *Seismic Expression of Structural Styles. vol. 3 : Tectonics of compressional Provinces/Strike Slip Tectonics*. Number 15 in Studies in Geology. AAPG.
- [Bangs et al., 2004] Bangs, N., Shipley, T.H. and Gulick, S., G.F., M., , and Kuromoto, S. (2004). Evolution of the nankai trough dcollement from the trench into the seismogenic zone : Inferences from three dimentional seismic reflection imaging. *Geology*, 32 :273–276.
- [Bangs et al., 1996] Bangs, N., Shipley, T., and Moore, G. (1996). Elevated fluid pressure and fault zone dilation inferred form seismic models of the northern barbados ridge decollement. *J. of Geophys. Res.*, 101 :627–642.
- [Bangs et al., 1999] Bangs, N., Shipley, T., Moore, J., and Moore, G. (1999). Fluid accumulation and channeling along the northern barbados ridge decolement thrust. *J. of Geophys. Res.*, 104 :20399–20414.
- [Bangs and Westbrook, 1991] Bangs, N. and Westbrook, G. (1991). Seismic modeling of the decollement zone at the base of the barbados ridge accretionary complex. *J. of Geophys. Res.*, 96 :3853–3866.
- [Barazangi and Isaacks, 1976] Barazangi, M. and Isaacks, B. (1976). Spatial distribution if earthquakes and subduction of the nazca plate beneath south america. *Geology*, 4 :686–692.
- [Beck and Ruff, 1984] Beck, S. and Ruff, L. (1984). The rupture process of the great 1979 colombia earthquake : evidence for the asperity model. *J. of Geophys. Res.*, B11 :9281–9291.
- [Benitez, 1995] Benitez, S. (1995). *Evolution géodynamique de la province côtière sud-équatorienne au Crétacé supérieur Tertiaire*. PhD thesis, Université Joseph Fourier, Grenoble.
- [Beylkin, 1985] Beylkin, G. (1985). Imaging of discontinuities in the inverse scattering problem by inversion of a causal generalized radon transform. *J. of Math. Phys.*, 26 :99–108.
- [Beylkin et al., 1985] Beylkin, G., Oristaglio, M., and Miller, D. (1985). Spatial resolution of migration algorithms. In Berkhout, A. J., Ridder, J., and van der Waals, L. F., editors, *Proc. 14th Internat. Symp. on Acoust. Imag.*,, pages 155–167.
- [Bijwaard et al., 1998] Bijwaard, H., Spakman, W., and Engdahl, E. (1998). Closing the gap between regional and global travel time tomography. *J. Geophys. Res.*, 103 :30055–30078.
- [Bilek et al., 2003] Bilek, A. L., Schwartz, S., and DeShon, H. (2003). Control of seafloor roughness on earthquake rupture behavior. *Geology*, 31 :455–458.
- [Bishnoi et al., 1989] Bishnoi, P., Gupta, A., Englezos, P., and Kalogerakis, N. (1989). Multiphase equilibrium flash calculations for systems containing gas hydrates. *Fluid Phase Equilibria*, 53 :97–104.
- [Bourgois et al., 1982] Bourgois, J., Calle, B., Tournon, J., and Toussaint, J.-F. (1982). The andean ophiolitic megastructures on the buga-buenaventura transverse (western cordillera - valle colombia. *Tectonophysics*, 82 :207–229.

- [Buske, 1999] Buske, S. (1999). Three-dimensional pre-stack kirchhoff migration of deep seismic reflection data. *Geophysical Journal International*, 137 :243–260.
- [Byrne et al., 1988] Byrne, D., Davis, D., and Sykes, L. (1988). Loci and maximum size of thrust earthquakes and the mechanics of the shallow region of subduction zones. *Tectonics*, 7 :833–857.
- [Cáceres et al., 1997] Cáceres, C., Cediél, F., and Étayo, F. (1997). Facies distribution and tectonic setting through the phanerozoic of colombia. Technical report, Ingeominas.
- [Calahorrano, 2005] Calahorrano, A. S. (2005). *Structure de la marge du Golfe de Guayaquil (Equateur) et propriétés physiques du chenal de subduction, à partir des données de sismique marine réflexion et réfraction*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie Paris 6.
- [Case et al., 1973] Case, J., Barnes, J., Paris, G., González, H., and na, A. V. (1973). Trans-andean geophysical profile, southern colombia. *Geol. Soc. of America Bull.*, 84 :2895–2904.
- [Charvis et al., 1995] Charvis, P., Recq, M., Operto, S., and Brefort, D. (1995). Deep structure of the northern kerguelen plateau and hotspot-related activity. *Geophys. J. Int.*, 122 :899–924.
- [Chauris and Noble, 2001] Chauris, H. and Noble, M. (2001). Two dimensional velocity macromodel estimation from seismic reflexion data by local differential semblance optimization : applications to synthetic and real data sets. *Geophys. J. Int.*, 144 :14–26.
- [Christeson, 1995] Christeson, G. (1995). Obstool : Software for processing utig obs data. Technical Report 134, University of Texas at Austin.
- [Christeson et al., 1999] Christeson, G., McIntosh, K., and Shipley, T. (1999). Structure of the costa rica convergent margin offshore nicoya peninsula. *J. Geophys. Res.*, 104 :24443–25468.
- [Claerbout, 1986] Claerbout, J. (1986). *Imaging the Earth's Interior*. Blackwell.
- [Claerbout, 2000] Claerbout, J. (2000). *Basic Earth Imaging*. Stanford Exploration Project. Disponible en <http://sepwww.stanford.edu/>.
- [Clarke and Carver, 1992] Clarke, S. and Carver, G. (1992). Late holocene tectonics and paleoseismicity, southern cascadia subduction zone. *Science*, 255 :188–191.
- [Cloos and Shreve, 1988a] Cloos, M. and Shreve, R. (1988a). Subduction-channel model of prism accretion, melange formation, sediment subduction, and subduction erosion at convergent plate margins : 1. background and description. *Pure and Applied Geophysics*, 128 :455–500.
- [Cloos and Shreve, 1988b] Cloos, M. and Shreve, R. (1988b). Subduction-channel model of prism accretion, melange formation, sediment subduction, and subduction erosion at convergent plate margins : 2. implications and discussion. *Pure and Applied Geophysics*, 128 :501–545.
- [Cloos and Shreve, 1996] Cloos, M. and Shreve, R. (1996). Shear-zone thickness and the seismicity of chilean-and-marianas type subduction zones. *Geology*, 24 :107–110.

- [Collot et al., 2001] Collot, J.-Y., Charvis, P., Bethoux, N., and SISTEUR (2001). Sismique réflexion et sismique réfraction sur la marge d'équateur et de la colombie. Technical report, Institut de Recherche pour le Développement.
- [Collot et al., 2002] Collot, J.-Y., Charvis, P., Gutscher, M.-A., and Operto, S. (2002). Exploring the ecuador-colombia active margin and interplate seismogenic zone. *Eos, Trans. American Geophysical Union*, 83 :185,189–190.
- [Collot et al., 2004] Collot, J.-Y., Marcaillou, B., Sage, F., Michaud, F., Agudelo, W., Charvis, P., Graindorge, D., Gutscher, M.-A., and Spence, G. (2004). Are rupture zone limits of great subduction earthquakes controlled by upper plate structures? evidence from multichannel seismic reflection data acquires across the northern ecuador- south west colombia margin. *J. Geophys. Res.*, 109 :B11103.
- [Dahlen et al., 1984] Dahlen, F., Suppe, J., and Davis, D. (1984). Mechanics of fold and thrust belts and accretionary wedges : Cohesive coulomb theory. *J. Geophys. Res.*, 89 :10087–10101.
- [Davis et al., 1983] Davis, D., Suppe, J., and Dahlen, F. (1983). Mechanics of fold and thrust belts and accretionary wedges. *J. Geophys. Res.*, 88 :1153–1172.
- [Day et al., 1998] Day, S., Yu, G., and Wald, D. (1998). Dynamic stress changes during earthquake rupture. *Bull. Seis. Soc. Am.*, 88 :512–522.
- [Delouis et al., 2002] Delouis, B., Lundgren, P., Salichon, J., and Giardini, D. (2002). Joint inversion of insar and teleseismic data for the slip history of the mw=7.4 izmit (turkey) earthquake. *Bull. Seis. Soc. Am.*, 92 :278–299.
- [Deniaud, 2000] Deniaud, Y. (2000). *Enregistrements sédimentaire et structural de l'évolution géodynamique des Andes équatoriennes au cours du Néogène : étude des bassins d'avant-arc et bilans de masse*. PhD thesis, Université Joseph Fourier, Grenoble.
- [Dessa et al., 2004] Dessa, J.-X., Operto, S., Kodaira, S., Nakanishi, A., Pascal, G., Uhira, K., and Kaneda, Y. (2004). Deep seismic imaging of the eastern nankai trough, japan, from multifold ocean bottom seismometer data by combined travel time tomography and prestack depth migration. *Journal of Geophysical Research*, 109 :B02111.
- [DiLeonardo et al., 2002] DiLeonardo, C. G., Moore, J. C., Nissen, S., , and Bangs, N. (2002). Control of internal structure and fluid migration pathways with the barbados ridge decollement zone by strike-slip faulting : Evidence from coherence and 3-d seismic amplitude imaging. *Bull. Geol. Soc. of Am.*, 114 :51–63.
- [Dominguez et al., 2000] Dominguez, S., Malavieille, J., and Lallemand, S. (2000). Deformation of accretionary wedges in response to seamount subduction : insights from sandbow experiments. *Tectonics*, 19 :182–196.
- [Duncan and Hargraves, 1984] Duncan, R. and Hargraves, R. (1984). Plate tectonic evolution of the caribbean region in the mantle reference frame. *Geol. Soc. Am. Mem.*, 162 :81–93.
- [Ecopetrol, 1992] Ecopetrol (1992). Interpretacion de la sismica tumaco 90 y evaluacion preliminar del area. Technical report, Empresa Colombiana de Petroleos.
- [England and Holland, 1979] England, P. and Holland, T. (1979). Archimedes and the tauern eclogites : the role of buoyancy in the preservation of exotic eclogitic blocks. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 44 :287–294.

- [Flueh et al., 2001] Flueh, E., Bialas, J., and Charvis, P. (2001). Fs sonne, cruise report. so159, salieri. Technical Report 101, GEOMAR.
- [Forgues, 1996] Forgues, E. (1996). *Inversion linéarisée multiparamètres via la théorie des rais (application aux données de sismique réflexion de surface)*. Thèse de Doctorat de l'Université de Paris VII., Paris.
- [Fukao, 1979] Fukao, Y. (1979). Tsunami earthquakes and subduction processes near deep-sea trenches. *J. of Geophys. Res.*, 84(B5) :2303–2314.
- [Gailler, 2004] Gailler, A. (2004). Tomographie sismique et inversion des formes d'ondes à partir de données sismiques grand-angle. application à la marge convergente sud colombienne - équatorienne. Journée des doctorants 2004, Géosciences Azur.
- [Gardner et al., 1974] Gardner, G., Gardner, L., and Gregory, A. (1974). Formation velocity and density - the diagnostic basics for stratigraphic traps. *Geophysics*, 39 :770–780.
- [Geller and Kanamori, 1977] Geller, R. and Kanamori, H. (1977). Magnitude of great shallow earthquakes from 1904 to 1952. *Bull. Seis. Soc. Am.*, 67 :587–598.
- [Ginsburg, 1998] Ginsburg, G. (1998). Gas hydrate accumulation in deep-water marine sediments. In Henriot, J.-P. and Mienert, J., editors, *Gas Hydrates : Relevance to World Margin Stability and Climate Change*, pages 51–62. The Geological Society London.
- [Goossens et al., 1977] Goossens, P., Rose, W., and Flores, D. (1977). Geochemistry of tholeiites of the basic igneous complex of northwestern south america. *Geol. Soc. Am. Bull.*, 88 :1711–1720.
- [Gutenberg and Richter, 1959] Gutenberg, B. and Richter, C. (1959). *Seismicity of the Earth*. Princeton University Press.
- [Gutscher et al., 1999] Gutscher, M.-A., Malavieille, J., Lallemand, S., and Collot, J.-Y. (1999). Tectonic segmentation of the north andean margin : impact of the carnegie ridge collision. *Earth and Planet. Sci. Let.*, 168 :255–270.
- [Hayakawa et al., 2002] Hayakawa, T., Kasahara, J., Hino, R., Sato, T., Shinohara, M., Kamimura, A., Nishino, M., Sato, T., and Kanazawa, T. (2002). Heterogeneous structure across the source regions of the 1968 tokachi-oki and the 1994 sanriku-haruka-oki earthquakes at the japan trench revealed by an ocean bottom seismic survey. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 132 :89–104.
- [Henriet and Mienert, 1998] Henriot, J. and Mienert, J. (1998). Gas hydrates. relevance to world margin stability and climate change. *Geol. Sci. Spec. Publ.*, 137 :338.
- [Herd et al., 1981] Herd, D., Youd, T., Meyer, H., Arango, J., Pearson, W., and Mendoza, C. (1981). The great tumaco, colombia earthquake of 12 december 1979. *Science*, 211 :441–445.
- [Hey, 1977] Hey, P. (1977). Tectonic evolution of the cocos-nazca spreading center. *Geological Society of America Bulletin*, 88 :1404–1420.
- [Hyndman, 2004] Hyndman, R. (2004). Controls on subduction thrust earthquakes : Downdip changes in composition and state. In Karner, G. D., Taylor, B., Driscoll, N. W., and Kohlstedt, D. L., editors, *Rheology and Deformation of the Lithosphere at Continental Margins*, pages 166–178. Columbia University Press.

- [Hyndman and Davis, 1992] Hyndman, R. and Davis, E. (1992). A mechanism for the formation of methane hydrate and seafloor bottom-simulating reflectors by vertical fluid expulsion. *J. Geophys. Res.*, 97 :7025–7041.
- [Hyndman and Spence, 1992] Hyndman, R. and Spence, G. (1992). A seismic study of methane hydrate marine bottom simulating reflectors. *J. Geophys. Res.*, 97 :6683–6698.
- [Hyndman et al., 1997] Hyndman, R., Yamano, M., and Oleskevich, D. (1997). The seismogenic zone of subduction thrust faults. *Island Arc*, 6 :244–260.
- [Ingber, 1992] Ingber, L. (1992). Very fast simulated reannealing. *Math. Comput. Model.*, 16 :87–100.
- [Ingeominas, 1988] Ingeominas (1988). Mapa geológico de colombia. Instituto colombiano de Investigaciones Geológico-mineras. scale 1 :1,500,000.
- [Jackson et al., 2004] Jackson, C., Sen, M., and Stoffa, P. (2004). An efficient stochastic bayesian approach to optimal parameter and uncertainty estimation for climate model predictions. *Journal of Climate*, 17(14) :2828–2841.
- [Jin et al., 1992] Jin, S., Madariaga, R., Virieux, J., and Lambaré, G. (1992). Two-dimensional asymptotic iterative elastic inversion. *Geophys. J. Internat.*, 108 :1–14.
- [Kanamori, 1981] Kanamori, H. (1981). The nature of seismicity patterns before major earthquakes. *Earthquake prediction : an International Review*, pages 1–19.
- [Kanamori, 1986] Kanamori, H. (1986). Rupture process of the subduction zone earthquakes. *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, 14 :293–322.
- [Kanamori and Given, 1981] Kanamori, H. and Given, J. (1981). Use of long-period surface waves for rapid determination of earthquake-source parameters. *Phys. Earth Planet. Sci.*, 27 :8–31.
- [Kanamori and McNally, 1982] Kanamori, H. and McNally, K. (1982). Variable rupture mode of the subduction zone along the ecuador-colombia coast. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 72(4) :1241–1253.
- [Karig, 1993] Karig, D. (1993). Reconsolidation test and sonic velocity measurements of clay-rich sediments from the nankai-trough. In Hill, I., Taira, A., and Firth, J., editors, *Proc. ODP Sci. Results*, volume 131. College Station, TX.
- [Karig and Sharman, 1975] Karig, D. and Sharman, G. (1975). Subduction and accretion in trenches. *Geol. Soc. of America Bull.*, 86 :377–389.
- [Kelleher, 1972] Kelleher, J. (1972). Rupture zones of large south american earthquakes and some predictions. *J. Geophys. Res.*, 77 :2087–2103.
- [Kellogg et al., 1991] Kellogg, J., Godley, V., Ropain, C., Bermudez, A., and Aiken, C. (1991). Gravity field of colombia. eastern panama, and adjacent marine areas. Geological Society of America Map and Charts Series MCH070. scale 1 :1,500,000.
- [Kellogg and Vega, 1995] Kellogg, J. and Vega, V. (1995). Tectonic development of panama, costa rica and the colombian andes : constraints from global positioning system geodetic studies and gravity. *Geological Society of America Special Paper*, (295).
- [Kennett et al., 1995] Kennett, B., Engdahl, E., and Bulland, R. (1995). Constraints on seismic velocities in the earth from traveltimes. *Geophys. J. Int.*, 122 :108–124.

- [Kerr et al., 1996a] Kerr, A., Marriner, G., Ardnt, N., Tarney, J., Nivia, A., Saunders, A., and Duncan, R. (1996a). The petrogenesis of gorgona komatiites, picrites and basalts : new field, petrographic and geochemical constraints. *Lithos*, 37 :245–260.
- [Kerr et al., 1997] Kerr, A., Marriner, G., Tarney, J., Nivia, A., Saunders, A., Thirlwall, M., and Sinton, C. (1997). Elemental and isotopic constraints on the petrogenesis and origin of cretaceous basaltic terranes in western colombia. *J. of Petrol.*, 38 :677–702.
- [Kerr and Tarney, 2005] Kerr, A. and Tarney, J. (2005). Tectonic evolution of the caribbean and northwestern south america : The case for accretion of two late cretaceous oceanic plateaus. *Geology*, 33 :269 – 272.
- [Kerr et al., 1996b] Kerr, A., Tarney, J., Marriner, G., Nivia, A., Klaver, G., and Saunders, A. (1996b). The geochemistry and tectonic setting of late cretaceous caribbean and colombian volcanism. *J. of South American Earth Sci.*, 9 :111–120.
- [Kodaira et al., 2000] Kodaira, S., Takahashi, N., Nakanishi, A., Miura, S., and Kaneda, Y. (2000). Subducted seamount imaged in the rupture zone of the 1946 nankaido earthquake. *Science*, 289(5476).
- [Korenaga et al., 2000] Korenaga, J., Holbrook, W., Kent, G., Kelemen, P., Detrick, R., Larsen, H.-C., Hooper, J., and Dahl-Jensen, T. (2000). Crustal structure of the southeast greenland margin from joint refraction and reflection seismic tomography. *J. Geophys. Res.*, 105 :21591–21614.
- [Korenaga et al., 1994] Korenaga, J., Holbrook, W., Singh, S., and Minshull, T. (1994). Natural gas hydrates on the southeast U.S. margin : Constraints from full waveform and travelttime inversions of wide-angle seismic data. *J. Geophys. Res.*, 99 :24221–24233.
- [Kvenvolden, 1988] Kvenvolden, K. (1988). Methane hydrates and global climate. *Global Biogeochem. Cycles*, 2 :221–229.
- [Lafond and Levander, 1995] Lafond, C. F. and Levander, A. (1995). Migration of wide-aperture onshore-offshore seismic data, central california : Seismic images of late stage subduction. *Journal of Geophysical Research*, 100(B11).
- [Lallemand, 1999] Lallemand, S. (1999). *La Subduction océanique*. Gordon and Breach Science Publishers.
- [Lallemand et al., 1994] Lallemand, S., Schnurle, P., and Malavieille, J. (1994). Coulomb theory applied to accretionary and non-accretionary wedges - possible causes for tectonic erosion and/or frontal accretion. *J. Geophys. Res.*, 99 :12033–12055.
- [Lallemand et al., 1992] Lallemand, S., Schnurle, P., and Manoussis, S. (1992). Reconstruction of subduction zone paleogeometries and quantification of upper plate material losses caused by tectonic erosion. *J. Geophys. Res.*, 97(B1) :217–240.
- [Lallemant et al., 2003] Lallemant, S., Henry, P., Martin, V., Noble, M., Dessa, J., and Operto, S. (2003). Structure and evolution of a splay fault system in the tokai segment of nankai trough. In *Abstracts American Geophysical Union, Fall Meeting 2003*.
- [Lambaré, 1991] Lambaré, G. (1991). *Inversion linéarisée de données de sismique réflexion par une méthode quasi-newtonienne*. Thèse de Doctorat de l'Université de Paris VII., Paris.

- [Lambaré et al., 1996] Lambaré, G., Lucio, P., and Hanyga, A. (1996). Two-dimensional multivalued traveltimes and amplitude maps by uniform sampling of ray field. *Geophys. J. Int.*, 125 :584–598.
- [Lambaré et al., 2003] Lambaré, G., Operto, S., Podvin, P., and Thierry, P. (2003). 3d ray+born migration/inversion - part1 : Theory. *Geophysics*, 68 :1348–1356.
- [Lambaré et al., 1992] Lambaré, G., Virieux, J., Madariaga, R., and Jin, S. (1992). Iterative asymptotic inversion in the acoustic approximation. *Geophysics*, 57 :1138–1154.
- [Lay and Wallace, 1995] Lay, T. and Wallace, T. (1995). *Modern Global Seismology*. Academic Press.
- [Leggett, 1990] Leggett, J. (1990). The nature of the greenhouse threat. pages 14–43. Oxford Univ. Press New York.
- [Lines, 1993] Lines, L. (1993). Ambiguity in analysis of velocity and depth. *Geophysics*, 58 :596–597.
- [Lonsdale and Klitgord, 1978] Lonsdale, P. and Klitgord, K. (1978). Structure and tectonic history of the eastern panama basin. *Geological Society of America Bulletin*, 89 :981–999.
- [Madariaga and Perrier, 1991] Madariaga, R. and Perrier, G. (1991). *Les tremblements de terre*. Presses du CNRS.
- [Makogon et al., 1972] Makogon, Y.-F., Tsarev, V., and Cherskiy, N. (1972). Formation of large natural gas fields in zone of permeability low temperature. *Dokl. Akad. Nauk SSSR (English translation)*, 205 :215.
- [Marcaillou, 2003] Marcaillou, B. (2003). *Régime tectonique et thermique de la marge nord Equateur sud Colombie (0°-3°N)- Implications sur la seismo-génèse*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, Paris VI.
- [Martin, 2003] Martin, V. (2003). *Structure et tectonique du prisme d'accrétion de Nankai dans la zone Tokai par imagerie sismique en trois dimensions*. PhD thesis, Université Paris-Sud, Paris XI.
- [McIver, 1977] McIver, R. (1977). Hydrates of natural gas-important agent in geological process. In *Extended Abstracts*, pages 1089–1090. GSA.
- [Meissner et al., 1976] Meissner, R., Flueh, E., Stibane, F., and Berg, K. (1976). Dynamics of the active plate boundary in southwest colombia according to recent geophysical measurements. *Tectonophysics*, 35 :115–136.
- [Mendoza and Dewey, 1984] Mendoza, C. and Dewey, J. (1984). Seismicity associated with the great colombia-ecuador earthquakes of 1942,1958 and 1979 : Implications for barrier models of earthquake rupture. *Bull. Seis. Soc. Am.*, 74 :577–593.
- [Menke, 1984] Menke, W. (1984). *Geophysical Data Analysis : discrete inverse theory*. Academic Press.
- [Metropolis et al., 1953] Metropolis, N., Rosenbluth, A., Rosenbluth, M., Teller, A., and Teller, E. (1953). Equation of state calculations by fast computing machines. *J. Chem. Phys.*, 21 :1081–1092.

- [Mikada et al., 2004] Mikada, H., Moore, G., Taira, A., Becker, K., Moore, J., and Klaus, A. (2004). Leg 196 - deformation and fluid flow processes in the nankai trough accretionary prism : Logging while drilling and advanced corks sites : 808 and 1173. *Proc. ODP, Sci. Results*, 190/196. <http://www-odp.tamu.edu/publications>.
- [Minshull et al., 1994] Minshull, T., Singh, S., and Westbrook, G. (1994). Sesimic velocity structure at a gas hydrate reflector, offshore western Colombia, from full waveform inversion. *J. Geophys. Res.*, 99 :4715–4734.
- [Moore et al., 1990] Moore, G., Shipley, T., Stoffa, P., Karig, D., Taira, A., Kuramoto, S., Tokuyama, H., and Suyehiro, K. (1990). Structure of the nankai trough accretionary zone from multichannel seismic reflection data. *J. Geophys. Res.*, 95 :8753–8765.
- [Moore et al., 2000] Moore, J., Klaus, A., and Wallace, G. (2000). Leg 171a - barbados accretionary prism, logging while drilling sites 1044-1048. *Proc. ODP, Sci. Results*, 171. <http://www-odp.tamu.edu/publications>.
- [Moore et al., 1988] Moore, J. C., Mascle, A., Taylor, E., Andreieff, P., Alvarez, F., Barnes, R., Beck, C., Behrmann, J., Blanc, G., Brown, K., Clark, M., Dolan, J. F., Fisher, A., Gieskes, J., Hounslow, M., McLellan, P., Moran, K., Ogawa, Y., Sakai, T., Schoonmaker, J., Vrolijk, P., Wilkens, R. H., and Williams, C. (1988). Tectonics and hydrogeology of the northern barbados ridge ; results from ocean drilling program leg 110. *Geol Soc Am Bull*, 100 :1503–1527.
- [Moore and Vrolijk, 1992] Moore, J. C. and Vrolijk, P. (1992). Fluids in accretionary prisms. *Reviews in Geophysics*, 30 :113–135.
- [Morris et al., 2003] Morris, J., Villinger, H., and Klaus, A. (2003). Leg 205 - fluid flow and subduction fluxes across the costa rica convergent margin : Implications for the seismogenic zone and subduction factory sites 1253-1255. *Proc. ODP, Init. Repts*, 205. <http://www-odp.tamu.edu/publications>.
- [Mosegaard and Tarantola, 1995] Mosegaard, K. and Tarantola, A. (1995). Monte carlo sampling of solutions to inverse problems. *J. Geophys. Res.*, 100 :12431–12447.
- [Mosegaard and Tarantola, 2002] Mosegaard, K. and Tarantola, A. (2002). Probabilistic approach to inverse problems. In *International Handbook of Earthquake and Engineering Seismology*, pages 237–265. Academic Press.
- [Nisbet, 1990] Nisbet, E. (1990). The end of the ice age. *Can. J. Earth Sci.*, 27 :148–157.
- [Nivia, 1987] Nivia, A. (1987). The geochemistry and origin of the amaine and volcanic sequences sw colombia. Master's thesis, University of Leicester.
- [O'Brien and Lerche, 1988] O'Brien, J. and Lerche, I. (1988). Seismic imaging of deep hydrocarbon reservoirs. *Pure and Applied Geophys.*, 127 :33–61.
- [Oglesby and Day, 2001] Oglesby, D. and Day, S. (2001). Fault geometry and the dynamics of the 1999 chi-chi (taiwan) earthquake. *Bull. Seis. Soc. Am.*, 91 :1099–1111.
- [Ojeda and Calife, 1987] Ojeda, H. and Calife, P. (1987). Costa del pacifico evaluacion del potencial petrolífero. cuenca san juan-tumaco. Inf. Geol. 1563, Empresa Colombiana de Petroleos.
- [Operto, 1996] Operto, S. (1996). Rstti package : Ray based seismic travel time inversion. Technical Report 148, University of Texas Institute for Geophysics.

- [Operto et al., 2003] Operto, S., Lambaré, G., Podvin, P., Thierry, P., and Noble, M. (2003). 3-d ray+born migration/inversion - part 2 : Application to the seg/eage overthrust experiment. *Geophysics*, 68 :1357–1370.
- [Operto et al., 2000] Operto, S., Xu, S., and Lambaré, G. (2000). Can we quantitatively image complex structures with rays. *Geophysics*, 65 :1223–1238.
- [Pacheco and Sykes, 1992] Pacheco, J. and Sykes, L. (1992). Seismic moment catalog for large shallow earthquakes from 1900 to 1989. *Bull. of the Seis. Soc. Am.*, 82 :1306–1349.
- [Pacheco et al., 1993] Pacheco, J., Sykes, L., and Scholz, C. (1993). Nature of seismic coupling along simple plate boundaries of the subduction type. *J. Geophys. Res.*, 98 :14,133–14,159.
- [Park et al., 2002] Park, J.-O., Tsuru, T., Kodaira, S., Cummins, P., and Kaneda, Y. (2002). Splay fault branching along the nankai subduction zone. *Science*, 297(5584) :1157–1160.
- [Park and Miller, 1988] Park, S. and Miller, K. (1988). Random number generators : Good ones are hard to find. *Commun. ACM*, 31 :1192–1201.
- [Paull et al., 1991] Paull, C., Ussler III, W., and Dillon, W. (1991). Is the extent of glaciation limited by marine gas-hydrates? *Geophys. Res. Lett.*, 18 :432–434.
- [Pennington, 1981] Pennington, W. (1981). Subduction of the eastern panama basin and seismotectonics of northwestern south america. *J. Geophys. Res.*, 86 :10753–10770.
- [Peyrat et al., 2001] Peyrat, S., Olsen, K., and Madariaga, R. (2001). Dynamic modeling of the 1992 landers earthquake. *J. Geophys. Res.*, 106(B11) :26467–26482.
- [Pichon et al., 1993] Pichon, X. L., Henry, P., and Lallemant, S. (1993). Accretion and erosion in subduction zones : the role of fluids. *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, 21 :307–331.
- [Pindell and Barret, 1990] Pindell, J. and Barret, S. (1990). Caribbean plate tectonic history. In Dengo, G. and Case, J., editors, *The Caribbean Region*, volume H of *The Geology of North America*, pages 405–432. Geological Society of America.
- [Plafker, 1972] Plafker, G. (1972). The alaskan earthquake of 1964 and chilean earthquake of 1960 ; implications for arc tectonics and tsunami generation. *J. Geophys. Res.*, 77(5) :901–925.
- [Podvin and Lecomte, 1991] Podvin, P. and Lecomte, I. (1991). Finite difference computation of traveltimes in very contrasted velocity model : a massively parallel approach and its associated tools. *Geophysical Journal International*, 105 :271–284.
- [Pratt, 1999] Pratt, R. (1999). Seismic waveform inversion in the frequency domain, part 1 : Theory and verification in a physical scale model. *Geophysics*, 64 :888–901.
- [Pratt et al., 1998] Pratt, R., Shin, C., and Hicks, G. (1998). Gauss-newton and full newton methods in frequency domain seismic waveform inversion. *Geophys. J. Int.*, 133 :341–362.
- [Press et al., 1992] Press, W., Teukolski, S. A., Vetterling, W., and Flannery, B. (1992). *Numerical Recipes in Fortran 77. The Art of Scientific computing*. Cambridge University Press, second edition. Disponible en <http://lib-www.lanl.gov/numerical/bookfpdf.html>.

- [Ranero et al., 2003] Ranero, C., Morgan, J., McIntosh, K., and Reichert, C. (2003). Bending-related faulting and mantle serpentinization at the middle america trench. *Nature*, 425 :367–373.
- [Ranero and Sallarès, 2004] Ranero, C. and Sallarès, V. (2004). Geophysical evidence for hydration of the crust and mantle of the nazca plate during bending at the north chile trench. *Geology*, 32 :549 – 552.
- [Ranero and von Huene, 2000] Ranero, C. and von Huene, R. (2000). Subduction erosion along the middle america convergent margin. *Nature*, 404 :748–752.
- [Ravaut, 2003] Ravaut, C. (2003). *Tomographie sismique haute résolution de la croûte terrestre : Inversion combinée des temps de trajets et des formes d’ondes de données de sismique réfraction-réflexion grand-angle multitrace*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, Paris VI.
- [Ribodetti et al., 2004] Ribodetti, A., Gaffet, S., Operto, S., Virieux, J., and Saracco, G. (2004). Asymptotic waveform inversion for unbiased velocity and attenuation measurements : numerical tests and application for vesuvius lava sample analysis. *Geophys. J. Int.*, 158 :353–371.
- [Ribodetti et al., 2003] Ribodetti, A., Operto, S., Collot, J., and Agudelo, W. (2003). Two-dimensional quantitative imaging of a gas hydrate bottom-simulating reflector. In *Extended Abstracts Book*, number P085. EAGE.
- [Ribodetti et al., 2000a] Ribodetti, A., Operto, S., Virieux, J., Lambaré, G., Valero, H., and D.Gibert (2000a). Asymptotic viscoacoustic diffraction tomography of ultrasonic laboratory data : A tool for rock properties analysis. *Geophys. J. Int.*, 140 :324–340.
- [Ribodetti et al., 2000b] Ribodetti, A., Thierry, P., Lambar, G., and Operto, S. (2000b). Improved multiparameter ray+born migration/inversion. In *Expanded Abstracts, 70th annual meeting (6-11 August 2000, Calgary)*. SEG.
- [Ribodetti et al., 1998] Ribodetti, A., Valero, H., Operto, S., Virieux, J., , and Gibert, D. (1998). Geophysical and medical tomography by viscoacoustic asymptotic waveform inversion of ultrasonic laboratory data. *IEEE Transactions Instrumentation and Thecnology*.
- [Ross, 1994] Ross, W. S. (1994). The velocity depth ambiguity in seismic travel-time data. *Geophysics*, 59 :830–843.
- [Ruff, 1996] Ruff, L. (1996). Large earthquakes in subduction zones : segment interaction and recurrence times. In *Subduction : Top to bottom*, pages 91–104. American Geophysical Union.
- [Ruff and Tichelaar, 1996] Ruff, L. and Tichelaar, B. (1996). What controls the seismogenic plate interface in subduction zones ? In *Subduction : Top to bottom*, pages 105–111. American Geophysical Union.
- [Sallarès and Charvis, 2004] Sallarès, V. and Charvis, P. (2004). Crustal thickness constraints on the geodynamic evolution of the galapagos volcanic province. *Earth and Planetary Science Letters*, 214 :545–559.
- [Sambridge and Mosegaard, 2002] Sambridge, M. and Mosegaard, K. (2002). Montecarlo methods in geophysical inverse problems. *Reviews of Geophysics*, 40 :1009.

- [Scholz and Campos, 1995] Scholz, C. H. and Campos, J. (1995). on the mechanism of seismic decoupling and backarc spreading at subduction zones. *J. Geophys. Res.*, 100(B11) :22103–22115.
- [Scholz and Small, 1997] Scholz, C. H. and Small, C. (1997). The effect of seamount subduction on seismic coupling. *Geology*, 25 :487–490.
- [Sen and Stoffa, 1995] Sen, M. and Stoffa, P. (1995). *Global Optimization methods in Geophysical Inversion*. Elsevier, Amsterdam.
- [Shipley and Moore, 1986] Shipley, T. and Moore, G. (1986). Sediment accretion, subduction and dewatering at the base of the trench slope off costa rica : a seismic reflection view of the décollement. *J. Geophys. Res.*, 91 :2019–2028.
- [Shipley et al., 1994a] Shipley, T., Moore, G., Bangs, N., Moore, J., and Stoffa, P. (1994a). Seismically inferred dilatancy distribution, northern barbados ridge decollement : Implications for fluid migration and fault strength. *Geology*, 22 :411–414.
- [Shipley et al., 1994b] Shipley, T., Moore, G., Tobin, H., and Moore, J. (1994b). Synthesis of the barbados décollement seismic reflexion response from drilling-based geophysical observations and physical properties. In Shipley, T., Ogawa, Y., Blum, P., and Bahr, J., editors, *Proceedings of the Ocean Drilling Program. Scientific Results*, volume 156, pages 293–302.
- [Shipley et al., 1997] Shipley, T., Ogawa, Y., and Blum, P. (1997). Leg 156 - northern barbados ridge sites 947-949. *Proc. ODP, Sci. Results*, 156. <http://www-odp.tamu.edu/publications>.
- [Shipley et al., 1992] Shipley, T. H., McIntosh, K. D., Silver, E. A., and Stoffa, P. L. (1992). Three-dimensional seismic imaging of the costa rica accretionary prism : Structural diversity in a small volume of the lower slope. *Journal of Geophysical Research*, 97 :4439–4459.
- [Shreve and Cloos, 1986] Shreve, R. and Cloos, M. (1986). Dynamics of sediment subduction, melange formation and prism accretion. *J. Geophys. Res.*, 91 :10229–10245.
- [Silver et al., 2000] Silver, E., Kimura, G., Blum, P., and Shipley, T. (2000). Leg 170 - costa rica accretionary wedge sites 1039-1043. *Proc. ODP, Sci. Results*, 170. <http://www-odp.tamu.edu/publications>.
- [Singh and Minshull, 1994] Singh, S. and Minshull, T. (1994). Velocity structure of a gas hydrate reflector at Ocean Drilling Program site 889 from a global seismic waveform inversion. *J. Geophys. Res.*, 99 :24221–24233.
- [Singh et al., 1993] Singh, S., Minshull, T., and Spence, G. (1993). Velocity structure of a gas hydrate reflector. *Science*, 260 :204–207.
- [Sinton et al., 1998] Sinton, C., Duncan, R., Storey, M., Lewis, J., and Estrada, J. (1998). An oceanic flood basalt province within the caribbean plate. *Earth and Planet. Sci. Lett.*, 155 :221–235.
- [Smith and Sandwell, 1997] Smith, W. H. F. and Sandwell, D. T. (1997). Global seafloor topography from satellite altimetry and ship depth soundings. *Science*, 277 :1957–1962.
- [Song and Williamson, 1995] Song, Z.-M. and Williamson, P. R. (1995). Frequency-domain acousticwave modeling and inversion of crosshole data i-2.5-d modeling method. *Geophysics*, 60 :784–795.

- [Spadea and Espinoza, 1996] Spadea, P. and Espinoza, A. (1996). Petrology and chemistry of late cretaceous volcanic rocks from the southernmost segment of the western cordillera of colombia (south america). *J. of South American Earth Sci.*, 9 :79–90.
- [Spence, 1987] Spence, W. (1987). Slab pull and the seismotectonics of subducting lithosphere. *Reviews of Geophysics*, 25 :55–69.
- [Stern, 2002] Stern, R. (2002). Subduction zones. *Reviews of Geophysics*, 40 :3.1–3.33.
- [Suarez, 1990] Suarez, M. (1990). Estado actual del conocimiento geológico de la provincia del pacífico. Informe Geológico 2325, Empresa Colombiana de petróleos.
- [Swenson and Beck, 1996] Swenson, J. and Beck, S. (1996). Historical 1942 ecuador and 1942 peru subduction earthquakes, and earthquake cycles along colombia-ecuador and peru subduction segments. *Pure Appl. Geophys.*, 146(1) :67–101.
- [Taboada et al., 2000] Taboada, A., Rivera, L., Fuenzalida, A., Cisternas, A., Philip, H., Bijwaard, H., Olaya, J., and Rivera, C. (2000). Geodynamics of the northern andes : Subductions and intracontinental deformation (colombia). *Tectonics*, 19 :787–813.
- [Taira et al., 1992] Taira, A., Hill, I., Firth, J., Berner, U., Brckmann, W., Byrne, T., Chabernaud, T., Fisher, A., Foucher, J.-P., Gamo, T., Gieskes, J., Hyndman, R., Karig, D., Kastner, M., Kato, Y., Lallemand, S., Lu, R., Maltman, A., Moore, G., Moran, K., Olafsson, G., Owens, W., Pickering, K., Siena, F., Taylor, E., Underwood, M., Wilkinson, C., Yamano, M., and Zhang, J. (1992). Sediment deformation and hydrogeology of the nankai trough accretionary prism : Synthesis of shipboard results of odp leg 131. *Earth and Planetary Science Letters*, 109 :431–450.
- [Taner and Kohler, 1969] Taner, M. and Kohler, F. (1969). Velocity spectra : digital computer derivation and applications of velocity functions. *Geophysics*, 39 :441–463.
- [Tarantola, 2005] Tarantola, A. (2005). *Inverse Problem Theory and Methods for Model Parameter Estimation*. Society for Industrial and Applied Mathematics.
- [Thatcher, 1990] Thatcher, W. (1990). Order and diversity in the modes of circum-pacific earthquake recurrence. *J. Geophys. Res.*, 95 :2609–2623.
- [Thierry, 1997] Thierry, P. (1997). *Migration/inversion 3D en profondeur à amplitude préservée : application aux données de sismique réflexion avant sommation*. PhD thesis, Université Paris VII.
- [Thierry et al., 1999a] Thierry, P., Lambaré, G., Podvin, P., and Noble, M. (1999a). 3-d preserved amplitude prestack depth migration on a workstation. *Geophysics*, 64 :222–229.
- [Thierry et al., 1999b] Thierry, P., Operto, S., and Lambaré, G. (1999b). Fast 2-d ray+born migration/inversion in complex media. *Geophysics*, 64 :162–181.
- [Tichelaar and Ruff, 1993] Tichelaar, B. and Ruff, L. (1993). Depth of seismic coupling along subduction zones. *Journal of Geophysical Research*, 98 :2017–2037.
- [Trehu and Flueh, 2001] Trehu, A. and Flueh, E. (2001). Estimating the thickness of the free gas zone beneath hydrate Ridge, Oregon continental margin, from seismic velocities and attenuation. *J. Geophys. Res.*, 106 :2035–2045.

- [Trenkamp et al., 2002] Trenkamp, R., Kellogg, J., Freymueller, J., and Mora, H. (2002). Wide plate margin deformation, southern central america and northwestern south america, casa gps observations. *J. of South American Earth Sci.*, 15 :157–171.
- [Vannucchi et al., 2004] Vannucchi, P., Galeotti, S., Clift, P., Ranero, C., and von Huene, R. (2004). Long-term subduction-erosion along the guatemalan margin of the middle america trench. *Geology*, 32(7) :617–620.
- [Vannucchi et al., 2003] Vannucchi, P., Ranero, C., Galeotti, S., Straub, S., Scholl, D., and McDougall-Ried, K. (2003). Fast rates of subduction erosion along the costa rica pacific margin : Implications for nonsteady rates of crustal recycling at subduction zones. *J. Geophys. Res.*, 108(B11) :2511.
- [Venkataraman and Kanamori, 2004] Venkataraman, A. and Kanamori, H. (2004). Observational constraints on the fracture energy of subduction zone earthquakes. *Journal of Geophysical Research*, 109 :B05302.
- [Vermeer, 1999] Vermeer, G. (1999). Factors affecting spatial resolution. *Geophysics*, 64 :942–953.
- [von Huene and D.Scholl, 1991] von Huene, R. and D.Scholl (1991). Observations at convergent margins concerning sediment subduction, subduction erosion and the grow of continental crust. *Rev. of Geophys.*, 29 :279–316.
- [von Huene and Lallemand, 1990] von Huene, R. and Lallemand, S. (1990). Tectonic erosion along the japan and peru convergent margins. *Geol. Soc. Am. Bull.*, 102 :704–720.
- [von Huene and Ranero, 2003] von Huene, R. and Ranero, C. R. (2003). Subduction erosion and basal friction along the sediment-starved convergent margin off antofagasta, chile. *J. Geophys. Res.*, 108(B2).
- [Warner, 1990] Warner, M. (1990). Absolute reflection coefficients from deep seismic reflections. *Tectonophysics*, 173 :15–23.
- [Wells et al., 2003a] Wells, R., Blakely, R., Sugiyama, Y., Scholl, D. W., and Dinterman, P. (2003a). Basin-centered asperities in great subduction zone earthquakes : A link between slip, subsidence, and subduction erosion? *J. of Geophys. Res.*, 108(B10) :2507.
- [Wells et al., 2003b] Wells, R., Blakely, R., Sugiyama, Y., Scholl, D. W., and Dinterman, P. (2003b). Correction to "basin-centered asperities in great subduction zone earthquakes : A link between slip, subsidence, and subduction erosion?". *J. of Geophys. Res.*, 108(B12) :2562.
- [Westbrook, 1991] Westbrook, G. (1991). Geophysical evidence for the role of fluids in accretionary wedge tectonics. *Phil. Trans. Royal Society of London A*, 335 :227–242.
- [White et al., 1992] White, R., McKenzie, D., and O’Nions, K. (1992). Oceanic crustal thickness from seismic measurements and rare earth element inversions. *J. of Geophys. Res.*, 97 :19683–19715.
- [Wilson and Hey, 1995] Wilson, D. and Hey, R. (1995). History of rift propagation and magnetization intensity for the cocos-nazca spreading center. *J. of Geophys. Res.*, 100 :10041–10056.
- [Wood et al., 1994] Wood, W., Stoffa, P., and Shipley, T. (1994). Quantitative detection of methane hydrate through high-resolution seismic velocity analysis. *J. Geophys. Res.*, 99 :9681–9695.

- [Xu, 2001] Xu, S. (2001). *Migration/inversion en milieu complexe par des méthodes asymptotiques haute fréquence*. PhD thesis, Ecole de Mines de Paris.
- [Xu and Lambaré, 2004] Xu, S. and Lambaré, G. (2004). Fast migration/inversion with multivalued rayfields : Part 1 - method, validation test, and application in 2d to marmousi. *Geophysics*, 69 :1311–1319.
- [Xu et al., 2004] Xu, S., Lambaré, G., and Calandra, H. (2004). Fast migration/inversion with multivalued rayfields : Part 2 - applications to the 3d seg/eage salt model. *Geophysics*, 69 :1320–1328.
- [Yilmaz, 2001] Yilmaz, O. (2001). *Seismic Data Analysis. Processing, inversion and interpretation of Seismic Data*. Investigations in Geophysics. Society of Exploration Geophysicist.
- [Yuan et al., 1996] Yuan, T., Hyndman, R., Spence, G., and Desmons, B. (1996). Seismic velocity increase and deep-sea gas hydrate concentration above a bottom-simulating reflector on the northern cascadia continental slope. *J. Geophys. Res.*, 101 :13655–13671.
- [Zelt et al., 1998] Zelt, B., Talwani, M., and Zelt, C. (1998). Prestack depth migration of dense wide-angle seismic data. *Tectonophysics*, 286 :193–208.
- [Zelt, 1999] Zelt, C. (1999). Modelling strategies and model assessment for wide-angle seismic traveltimes data. *Geophys. J. Int.*, 139 :183–204.
- [Zelt and Smith, 1992] Zelt, C. and Smith, R. (1992). Seismic traveltimes inversion for 2-d crustal velocity structure. *Geophys. J. Int.*, 108 :16–34.
- [Ziolkowski et al., 1982] Ziolkowski, A., Parkes, G., Hatton, L., and Haugland, T. (1982). The signature of an air-gun array - computation from near-field measurements including interactions. *Geophysics*, 47 :1413–1421.